

U. Heim

1969

PHOTOLUMINESZENZMESSUNGEN UND ZEITAUFGELÖSTE
SPEKTROSKOPIE AN InP.

Inaugural - Dissertation
Zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Johann-Wolfgang Goethe Universität
zu Frankfurt am Main

vorgelegt von
U l r i c h H e i m
aus Köln

Frankfurt am Main

Juni 1969

Gedruckt mit Genehmigung der
Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Universität Frankfurt am Main

Dekan: Professor Dr. H. Berckhemer
Erster Berichterstatter: Professor Dr. H. J. Queisser
Zweiter Berichterstatter: Professor Dr. M. Pilkuhn
Tag der mündlichen Prüfung: 10. und 14. Juli 1969



Inhaltsverzeichnis

	Seite
Einleitung	1
Problemstellung	2
Zusammenfassung	3
A. Die gepulste Lichtquelle	4
1. Vorversuche und Gesichtspunkte zur Wahl der gepulsten Lichtquelle	4
2. Beschreibung des N_2 -Lasersystems	5
3. Aufbau des N_2 -Puls-Lasers	6
B. Die Meßanordnung und die Proben	9
C. Die 1,38 eV Bande in InP	12
1. Kurze Übersicht über die Eigenschaften eines Donator-Akzeptor Überganges	12
2. Die 1,38 eV Bande bei He-Ne Laser Anregung	17
3. Die 1,38 eV Bande bei N_2 -Laser Anregung	18
D. Die kantennahe Emission in InP	24
1. Die kantennahe Emission bei He-Ne Laser Anregung	24



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41550827_0121

2. Die kantennahe Emission bei N_2 -Laser Anregung.	26
3. Stimulierte Photolumineszenz an InP	29
4. Diskussion der Ergebnisse aus D 1) bis D 3)	31
 E. Meßergebnisse, die nicht für alle Proben typisch sind	 43
 Anhang : Kurze Ableitung des zeitlichen Abkling- gesetzes einer spektral integrierten Paarbande	 46
Literaturverzeichnis	52
Bild - Texte	57

Teile der Arbeit wurden bereits veröffentlicht :

(1) Sol.State Comm. 7, 445 (1969).

(2) Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen
Gesellschaft, München 1969.

Eine weitere Arbeit ist bei "Solid State Communi-
cations" zur Veröffentlichung eingereicht.

Einleitung

InP ist dem weithin untersuchten und technisch genutzten GaAs in vielen wichtigen Halbleitereigenschaften eng verwandt. Beide Halbleiter gehören zur Gruppe der III - V Verbindungen, beide besitzen eine direkte Bandlücke bei etwa der gleichen Energie im nahen Ultrarot, und schließlich findet man für beide Substanzen kleine Werte der effektiven Elektronenmasse und relativ hohe Beweglichkeiten.

Über Photolumineszenzuntersuchungen an InP wurde aber im Gegensatz zur Situation bei GaAs ²⁻⁴⁾ nur in sehr geringem Umfange berichtet.^{5,6)} Ein Grund mag in der Schwierigkeit der Herstellung und dem bisher geringen technologischen Interesse an InP Einkristallen und reinen InP Proben liegen. InP Einkristalle wurden kürzlich von Röder ⁷⁾ im Physikalischen Institut der Universität Frankfurt gezogen.

Die vorliegende Arbeit soll anhand der Ergebnisse von Photolumineszenzmessungen und zeitaufgelöster Spektroskopie* über strahlende Rekombinationsmechanismen in InP Auskunft geben.

* Zeitaufgelöste Spektroskopie : Aufnahme von Spektren zu verschiedenen Zeiten nach einer Impuls-Anregung.

Problemstellung

Fig. 1 zeigt ein Übersichtsspektrum der typischen Lumineszenz von InP im nahen UR. Die hervortretendsten Merkmale sind eine kantennahe Emission A bei 1,416 eV und eine Bande B bei 1,38 eV. B' und B'' sind LO Phononenrepliken (43 meV) der Bande B ⁸⁾.

Leite ⁵⁾ fand bei Messungen mit He-Ne Laser Anregung mehrere Merkmale, die für eine Interpretation der Bande B als Donator-Akzeptor Paarübergang sprechen. Die einzig schlüssigen Indizien für eine Paarrekombination liefert beim Fehlen diskreter Paarlinien die zeitaufgelöste Spektroskopie, wie sie am indirekten Halbleiter GaP, bei dem naturgemäß längere Abklingdauern als in InP zu erwarten sind, von Thomas, Hopfield et.al. ^{9,10)} angewandt wurde. Ein wesentlicher Programmpunkt bestand infolgedessen im Bau einer intensiven Lichtquelle mit sehr kurzer Blitzdauer, mit deren Hilfe die Bande B untersucht werden sollte.

Zur Untersuchung der kantennahen Emission und deren bereits von Turner et.al. ⁶⁾ beobachteten Unterstruktur bei tiefen Temperaturen war als Anregungs-Lichtquelle zunächst ein He-Ne Laser vorgesehen. Im Verlauf der Arbeit ergaben sich aber interessante Effekte in Abhängigkeit von der Anregungsintensität, die mit Hilfe der gepulsten Lichtquelle über einen weiten Bereich variiert werden konnte.

Zusammenfassung

Zur Messung zeitaufgelöster Spektren wurde ein N_2 -Puls-Laser gebaut, der eine maximale Pulsleistung von etwa 90 KW bei 3371 Å liefert. Die Pulse haben eine Halbwertsdauer von $\lesssim 6$ nsec.

Durch zeitaufgelöste Spektroskopie konnte die 1,38 eV Bande in InP als Donator-Akzeptor Paarbande identifiziert werden. Die Anpassung der Messung an die Theorie lieferte etwa 95 Å für den Bohrradius des Donators.

Bei schwacher Anregung mit einem He-Ne Laser bei 1,8° K zeigte die Lumineszenz nahe der Bandkante exzitonische Strukturen und den Donator-Valenzband Übergang, für dessen Lebensdauer sich 8 nsec ergaben. Bei höheren Anregungsintensitäten verschob sich die Emission immer weiter zu niedrigen Energien. Bei höchsten Anregungsintensitäten mit dem N_2 -Laser trat zusätzlich deutliche Linienverengung auf. Diese Effekte werden diskutiert.

In einer InP Resonatorstruktur konnte stimulierte Photolumineszenz angeregt werden. Für $(n - \frac{dn}{d\lambda} \lambda)$ ergab sich bei 8800 Å der Wert 7,7.

A. Die gepulste Lichtquelle

1. Vorversuche und Gesichtspunkte zur Wahl der gepulsten Lichtquelle.

Frühere Messungen ^{9,10)} der Abklingdauer der grünen Paarbe-
bände des indirekten Halbleiters GaP ergaben Zeitkonstan-
ten in der Größenordnung von μ sec. Für den direkten
Halbleiter InP mußten wir noch wesentlich kürzere Zeit-
konstanten erwarten. ¹⁾ Es bestand also die Forderung nach
einem Lichtpuls im nsec Bereich. Dieser Lichtpuls sollte
ferner möglichst intensiv sein, da eine geringe Ausbeute
an Lumineszenz zu erwarten war. Außerdem wird die Nach-
weisempfindlichkeit durch die geringe Ausbeute der S1
Photokathoden für das nahe UR, den Verzicht auf die lock-
in Meßtechnik bei der Pulsmessung und den bei kurzen
Pulszeiten erforderlichen kleinen Arbeitswiderstand von
50 Ω im Anodenkreis des Multipliers herabgesetzt.

Zunächst wurde eine Funkenlichtquelle ¹¹⁾ für den nsec
Bereich gebaut, mit der bei Alkali-Halogeniden ¹²⁾ er-
folgreich gemessen worden war. An InP konnte mit dieser
Lichtquelle keine Lumineszenz nachgewiesen werden. Gerin-
gere Ausbeute und der ungünstigere Spektralbereich der
Lumineszenz mögen die Ursache sein.

Ein spezifischer und sehr gravierender Nachteil aller

Lichtquellen, die ein kontinuierliches Spektrum aussenden, liegt in der Schwierigkeit, durch geeignete Filter einen Spektralbereich für die Anregung auszufiltern, der sich nicht mit dem Wellenlängenbereich der zu untersuchenden Lumineszenz überlappt. Aus diesem Grunde war es nahelegend, nach einem geeigneten Puls-Laser zu suchen. Für die Photonenenergie des Lasers mußte $h\nu \geq 1,43$ eV gefordert werden, die Wiederholfrequenz der nsec Impulse sollte eine Sampling-Meßtechnik zulassen. Unter diesen Gesichtspunkten fiel die Wahl auf den noch wenig verbreiteten N_2 -Puls-Laser.

2. Beschreibung des N_2 -Laser Systems.

Der N_2 -Laser Übergang findet zwischen zwei elektronischen Niveaus ($C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$) jeweils im Schwingungsgrundzustand des N_2 -Moleküls statt. Diesem Übergang entspricht eine Linie bei $3371 \text{ \AA}$. Das obere Niveau wird durch Stöße angeregt. Da das untere Niveau eine Lebensdauer besitzt, die groß gegen die des oberen ist, eignet sich das System nicht für kontinuierlichen Laser Betrieb. Stimulierte Emission kann nur in einem Zeitraum von der Größenordnung der Lebensdauer im oberen Zustand (~ 20 nsec) erhalten werden, bis das untere Niveau vollgelaufen ist. Das Verhalten der Gasentladung nach diesen 20 nsec hat auf die Impulsform keinen Einfluß mehr. Die kürzesten und lei-

stungsstärksten Laser-Impulse erhält man aber bei einem möglichst steilen Stromanstieg in der Gasentladung.

Die Literatur zu dem N_2 -Laser System und dem verwandten Ne-Laser System ist unter ¹³⁾ zusammengestellt.

Die Emission des Ne-Lasers bei $5401 \text{ \AA}$ wäre für unsere Zwecke noch geeigneter gewesen. Nach Auskunft der Firma Avco bestehen aber zur Zeit noch unüberwundene Schwierigkeiten beim Betrieb einer Gasentladung in Ne (Elektroden-Zerstörung).

3. Aufbau des N_2 -Puls Lasers.

Der N_2 -Laser wurde nach der von D.A. Leonard ¹³⁾ in "Laser Focus" beschriebenen Konzeption mit senkrecht zur Laserstrahlrichtung brennender Gasentladung gebaut. Auf dieses Prinzip braucht hier also nicht weiter eingegangen zu werden. Dagegen seien in knapper Form die wichtigsten technischen Details unserer Ausführung beschrieben.

Der im lange Laserkanal von $30 \times 3 \text{ mm}$ Querschnitt wird seitlich von zwei Plexiglaswänden begrenzt, oben und unten von je einer Aluminiumschiene, die als Elektrode fungiert (Fig. 2). Diese Anordnung wurde ab der zweiten Lasergeneration nicht mehr zusammengeklebt, sondern zusammengeschraubt, was bezüglich des Vakuums und der Gasentladung den Vorteil größerer Sauberkeit hat und die oft genutzte Möglichkeit bietet, einzelne Teile auszu-

wechseln.

Besonders wichtig ist die sorgfältige Abrundung der Enden der Aluminium-Elektroden, damit sich in diesem Gebiet erhöhter Feldstärke keine lokalisierten Entladungen ausbilden. Das Elektrodenprofil der Fig. 2 hat sich besser bewährt als zwei ebene Elektroden. Die Entladung brannte gleichmäßiger über die gesamte Laserlänge, die Tendenz zur Konzentration der Entladung in einem engen Entladungskanal, wobei das Plexiglas verschmort, nahm deutlich ab und die Reproduzierbarkeit der einzelnen Laserimpulse deutlich zu (Fig. 6a-c). Von vordringlicher Wichtigkeit sind das gute Polieren der Elektroden und der völlig staubfreie Zusammenbau des Laserkanals.

Bei der höchsten Betriebsspannung von 20 KV war es bis jetzt nicht möglich, die Wiederholfrequenz auf mehr als 25 Hz zu steigern, da sich dann lokalisierte Kanäle ausbilden. In der Nähe der Schwellspannung von etwa 12 KV konnten 100 Hz im Dauerbetrieb erreicht werden. Vielleicht läßt sich die Frequenz auch bei höheren Spannungen steigern, wenn das Plexiglas wie bei der zweiten Lasergeneration innen mit einer dünnen Glasplatte beklebt wird, die nach unseren Erfahrungen nicht ganz an die Elektroden anstoßen sollte.

Der Laserkanal ist an beiden Enden durch einen aufschraubbaren Deckel mit Quarzfenstern abgeschlossen. Da die Emission "superradiant" ist, ist kein Resonator notwendig.

Der justierbare Spiegel an einem Ende dient zur Erhöhung der Leistung und der Parallelität des Strahles.

Drei Stützen von $\varnothing \approx 10$ mm - an den Enden und in der Mitte des Lasers je einer - haben sich für Gas Zu- und Abfuhr bewährt. Es genügt technisch reiner Stickstoff. Der optimale Gasdruck bei stationärem Durchströmen des Laserkanals lag bei 35-40 Torr N_2 .

Die Hochspannungsversorgung und Triggerung ist in den Schaltplänen Fig. 3 und Fig. 4 angegeben. Beim Hochspannungsgerät wurde auf die teuren Glättungskondensatoren verzichtet und die Triggerung so eingerichtet, daß in bestimmten Verhältnissen zur Netzfrequenz getriggert wird, so daß der Kondensator im Entladekreis (Keramik-Impuls-Kondensator von Rosenthal, 6nF) zum Triggerzeitpunkt immer auf dieselbe Spannung geladen ist. Der Triggerimpuls wird durch eine Autozündspule hochtransformiert und auf die Zündelektrode (Platin-Mittelstift einer Zündkerze) einer selbstgebauten Funkenstrecke (Fig. 5) gegeben. Die Funkenstrecke wird über ein Autoventil mit 2 at H_2 gefüllt. Sie hat gegenüber den sehr teuren Thyratrons den Vorteil geringerer Abmessungen und damit besseren Impulsverhaltens. Die 16 Entladekabel - sie reduzieren die Laufzeitunterschiede längs der im langen Gasentladung - sind konzentrisch um die Funkenstrecke und den Impulskondensator angeordnet. Hochspannungszuleitung und Triggerleitung mußten zur Reduzierung des elektrischen Über-

sprechens auf die Meßapparatur verdrosselt werden.

Bei 37 Torr N_2 -Gasdruck, 19 KV Betriebsspannung und 25 Hz Wiederholfrequenz lieferten die Laser-Pulse eine Spitzenleistung von etwa 90 KW gemessen mit dem TRG 101/102 Joulemeter und auf 6 nsec Puls-Halbwertsbreite (Fig. 6a) bezogen. Die Pulsbreite betrug nach längerem Gebrauch des Lasers nur noch 3 nsec (Fig. 6b). Eine mögliche Erklärung dafür könnte das Auftreten lokalisierter Entladungen sein, die als eine Art Q-Switch den Puls beschneiden. Aus Fig. 6 ist die gute Reproduzierbarkeit der Pulse ersichtlich.

B. Die Meßanordnung und die Proben

Ein Blockbild vom Aufbau der Meßanordnung zeigt Fig. 7.

Neben dem N_2 -Puls Laser wurden zur Anregung der Lumineszenz ein He-Ne Laser von 30 mW Leistung und eine GaAs Laserdiode von maximal 8 W Pulsleistung benutzt.

Als Monochromator diente ein Spex 1700 - III, 3/4 m Czerny Turner Gittermonochromator von 0,1 Å Auflösungsvermögen. Die Absoluteichung der Wellenlängenskala wurde mit Hilfe der II. Ordnung der Linien einer Hg-Dampflampe für den Bereich der InP-Lumineszenz auf etwa 0,1 meV genau genommen. Zur Aufnahme der integrierten Emission der 1,38 eV Bande war ein Filter von gut 100 Å

Durchlassbereich und steilen Flanken erforderlich. Dieses Filter wurde durch einen Jarrel Ash 0,25 m Ebert Monochromator mit engem Eintrittsspalt und weitem Austrittsspalt realisiert.

Zur Registrierung der Lumineszenz dienten Multiplier mit S1 Charakteristik. Für die Impulsmessungen wurde ein ungekühlter 56 CVP mit 2 nsec Anstiegszeit (Fig. 6d) und für die Messungen bei kontinuierlicher Anregung ein auf -110°C gekühlter 15C CVP benutzt. Die Untersuchung der spektralen Empfindlichkeit der Meßanordnung mit Hilfe eines Schwarzen Strahlers ergab eine Änderung von weniger als 10 % im Lumineszenz-Bereich zwischen $8700\text{ \AA}$ und $9000\text{ \AA}$. Es war deshalb nicht notwendig, die gemessenen Spektren zu korrigieren.

Die Multipliersignale wurden bei Anregung mit dem He-Ne Laser nach der lock-in Technik verstärkt und mit einem Schreiber aufgeschrieben.

Bei den gepulsten Messungen fand ein Sampling Einschub Typ 1S1 von Tektronix Verwendung, der eine Anstiegszeit von 0,3 nsec besitzt, so daß das zeitliche Auflösungsvermögen allein durch den Multiplier bestimmt war. Das Triggersignal für den Sampling lieferte eine Si-Avalanche Photo Diode der Bell Telephone Lab., mit der auch der N_2 -Laser Puls untersucht wurde. Die Anstiegszeit dieser Diode lag unterhalb der Grenze unserer Testmöglichkeiten. Bei der Aufnahme der Spektren zu verschiedenen Zeiten

nach der Anregung waren ein gekühlter Multiplier (150 CVP) und ein Zitterfolger erforderlich.

Die Proben tauchten direkt in die Kühlflüssigkeiten He und H_2 ein. Durch Abpumpen des He konnten $1,7^{\circ} K$ erreicht werden. Es wurden polykristalline Proben von Monsanto und von O. Röder ⁷⁾ gezogene Einkristalle untersucht. Die Proben wurden vor der Messung in HCl konz. 37 % p.a. geätzt. Die elektrischen Daten von vier typischen Proben sind in der Tabelle 1 angegeben.

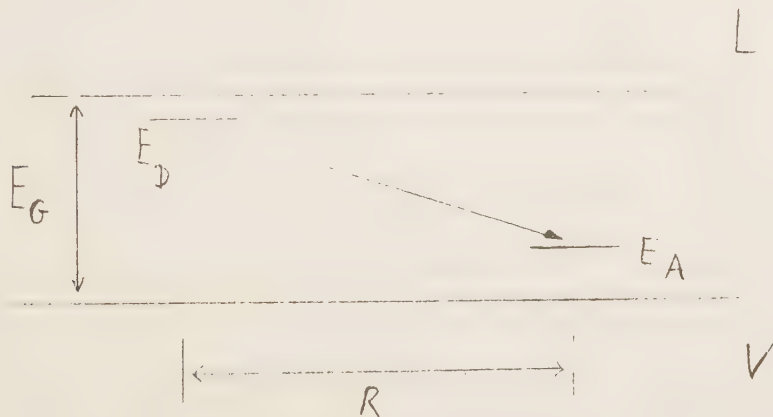
Probe	$n \quad [cm^{-3}]$	$\mu \left[\frac{cm^2}{Vsec} \right]$	
M_2	1,5 10^{16}	3500	polykrist.
L_1	9,5 10^{16}	2930	polykrist.
38_{2R}	9,7 10^{15}	4450	Einkrist.
29_1	2,5 10^{17}	2300	Einkrist.

Tabelle 1

C. Die 1,38 eV Bande in InP.

1. Kurze Übersicht über die Eigenschaften eines Donator-Akzeptor Überganges.

Die klassische Substanz der Paarspektren ist GaP. Viele grundlegende Arbeiten beziehen sich auf die Deutung der GaP-Spektren (9,10) (14-19). Aber auch in manchen anderen Halbleitern wurde Donator-Akzeptor Rekombinationsstrahlung gefunden (20-26).



Die Modellvorstellung eines Donator-Akzeptor Überganges ist oben in einer schematischen Darstellung skizziert. Ein an einen Donator gebundenes Elektron rekombiniert mit einem Loch, das an einen Akzeptor gebunden ist. Der Abstand Donator-Akzeptor ist mit R bezeichnet. Die Energie, die bei diesem Übergang frei wird, hängt von R ab. Für nicht zu kleine R -Werte (klein gegen die Bohrradien der gebundenen Ladungsträger) ist folgender Ausdruck eine

gute Näherung ²⁰⁾:

$$E(R) = E_G - (E_D + E_A) + e^2/\epsilon R$$

Für ϵ wird die statische DK eingesetzt.

Da R im Gitter diskrete Werte annimmt, erwartet man ein diskretes Linien-Spektrum der Lumineszenz. Für große Werte von R liegen diese Linien so dicht beieinander, daß sie sich zu einer breiten Bande überlappen. Es gibt nun eine Reihe von Halbleitern, z.B. GaAs, in denen nur diese breite Bande beobachtet wird. Eine Deutung für das Fehlen des diskreten Spektrums geht davon aus, daß nur unterhalb eines bestimmten R Wertes noch einzelne Paarlinien aufgelöst werden können. Setzt man diesen R Wert in den Coulombterm $e^2/\epsilon R$ ein, so ergibt sich z.B. im Fall des InP eine Energie von etwa 40 meV. Diese Energie ist groß zumindest gegen die Donatortiefe von etwa 8 meV, so daß das Donatorniveau bei der Anregung dieses Paares bis ins Leitungsband verschoben werden sollte, wo dann kein lokalisierter Zustand mehr vorliegt. Man vergleiche zu dieser Frage auch Hopfield ²⁷⁾, der die Paar Anregung als Anlagerung eines Excitons auffaßt.

Es stellt sich die Frage, woran man einen Paarübergang erkennt, wenn der breiten Bande kein diskretes Linien-spektrum vorgelagert ist. In diesem Fall kann man aus einer Reihe von Indizien Aufschluß gewinnen:

- a) Mit wachsender Temperatur sollte sich die Paarbande zu höheren Energien verschieben, da die an Donatoren getrappten Elektronen zum Teil wieder ins Leitungsband gelangen und sich ein Paarzentrum mit großer Übergangswahrscheinlichkeit $W(R)$ für die Rekombination auswählen können. Wegen des größeren Überlappes der Wellenfunktionen nimmt $W(R)$ mit fallendem R zu, kleines R bedeutet aber große Coulombenergie $e^2/\epsilon R$.
- b) Mit wachsender Anregungsintensität sollte sich die Paarbande zu höheren Energien verschieben. Die Paare mit großem Abstand R , und folglich geringer Übergangswahrscheinlichkeit $W(R)$, werden gesättigt, so daß die überschüssigen Elektron-Lochpaare die Zentren mit höherem $W(R)$ für die Rekombination benutzen müssen, die trotz ihrer verhältnismäßig geringen Konzentration den effektiveren Kanal darstellen.
- c) Mit wachsender Dotierung sollte sich die Paarbande zu höheren Energien verschieben, da der mittlere R -Wert abnimmt.
- d) Es besteht die Möglichkeit, daß mit wachsender Temperatur auf der hochenergetischen Flanke der Paarbande eine neue Bande hervorwächst ²⁸⁾, die dem Leitungsband-Akzeptor Übergang entspricht, in den die temperaturverschobene Paarbande bei hohen Temperaturen auf jeden Fall übergehen muß.
- e) Mit wachsender Zeit nach einer Impulsanregung sollte

sich die Paarbande zu niedrigen Energien verschieben, da die Paare mit geringem R-Wert als erste zerfallen. Eine weitere Konsequenz hiervon ist eine Versteilung der hochenergetischen Flanke der Paarbande.

- f) Man kann ein statistisches Modell für das Abklingen der spektral integrierten Paarbande aufstellen, das ein nicht exponentielles Verhalten vorhersagt. Das Abklingen einer Paarbande sollte sich an dies Modell anpassen lassen. Aus der Anpassung gewinnt man den Bohrradius des flacheren Zentrums (also in InP den Bohrradius des Donators), wodurch eine weitere Kontrollmöglichkeit gegeben ist.

Leite 5) hat polykristallines InP bei He-Ne Laserausregung untersucht. Seine Beobachtungen vor allem zu Punkt a., aber auch zu den Punkten b. und c. sprechen für die Deutung der 1,38 eV Bande als Paarbande. Bezüglich Punkt d. scheint er kein positives Ergebnis gefunden zu haben.

Nun verhält es sich aber mit den Indizes a.-d. so, daß jeder dieser Effekte notfalls auch durch ein anderes Modell gedeutet werden könnte. Lediglich die zeitaufgelöste Spektroskopie und vor allem die Anpassung des Abklingens der integrierten Emission an die Theorie, wobei sich für verschieden dotierte Proben derselbe Bohrradius ergeben muß, liefern einen wirklich schlüssigen Beweis für das Vorliegen einer Paar-Rekombination.

Eine kurze Herleitung der bei der Auswertung der Meßergebnisse an der 1,38 eV Bande benutzten Formeln befindet sich im Anhang, S. 46. Hier sei nur referiert, daß sich näherungsweise folgender Ausdruck für die Übergangswahrscheinlichkeit $W(R)$ eines angeregten Donator-Akzeptor Paares ableiten läßt:

$$W(R) = W_{\max} \cdot \exp(-2R/r_d)$$

$W_{\max}$ enthält ein Matrixelement, in das die Eigenschaften der Bandstruktur eingehen. $W_{\max}$ sollte infolgedessen für direkte Halbleiter wesentlich größer sein als für indirekte. r_d ist der Bohrradius des flacheren Zentrums, in Inf also der Donator-Bohrradius. In das nichtexponentielle Zerfallsgesetz für die spektral integrierte Paarbande gehen zwei Parameter ein, die durch Anpassung bestimmt werden können:

$$P_1 = W_{\max}, \quad P_2 = N \cdot (r_d/2)^3$$

Bei bekannter Konzentration N der in höherer Konzentration vorhandenen Störstellen Sorte (wir beziehen uns auf ein Modell, in dem der Fall der Kompensation ausgeschlossen wird) läßt sich aus P_2 der Bohrradius r_d ermitteln und mit einer Berechnung nach der effektiven Massen Theorie vergleichen.

2. Die 1,38 eV Bande bei He-Ne Laser Anregung.

Zu den Punkten 1a) und 1c) des vorigen Abschnitts wurden keine weiteren Messungen vorgenommen, da Leite ⁵⁾ über diese Effekte berichtet hat.

Dagegen haben wir Form und Lage der Bande B in Abhängigkeit von der Anregungsintensität untersucht (Punkt 1b). Fig. 8 zeigt die Ergebnisse an unserer reinsten Probe $^{38}_{2R}$ (Tabelle 1, S. 11) bei $1,8^{\circ}$ K. Die Bande verschiebt sich um etwa 1 meV zu höheren Energien und zeigt eine zunehmende Verschmierung der hochenergetischen Flanke mit wachsender Anregungsintensität. In relativ reinem Ge-dotiertem GaAs wurde kürzlich ein sehr ähnliches Erscheinungsbild gefunden ²⁸⁾. Die Verschiebungen sind bei GaAs und InP geringer als für die Paarbande von GaP berichtet wird ¹⁰⁾. Das ist vernünftig, da GaP als indirekter Halbleiter die viel geringeren Übergangswahrscheinlichkeiten besitzt und die entfernteren Paare sich infolgedessen leichter sättigen lassen. Hinzu kommt, daß die GaAs ²⁸⁾- und InP Proben geringer als die GaP ¹⁰⁾ Proben dotiert waren, so daß der Paarabstand, der dem Maximum der Paarbande zugeordnet werden muß, bei relativ großen R-Werten liegt, wo ein ΔR im Coulombterm keine sehr großen Änderungen bewirkt.

Probe $^{38}_{2R}$ konnte mit dem He-Ne Laser so stark angeregt werden, daß die Bande B weniger als linear mit der Anre-

gungsintensität zunahm im Gegensatz zum linearen Verhalten der kantennahen Emission A. In Fig. 9 sind die spektral integrierten Intensitäten von Bande A und B in demselben Maßstab aufgetragen. Man kann aus der Figur ersehen, daß sich das Verhältnis der Intensitäten der Banden B und A von 10 auf 1 verringert bei einer Steigerung der Anregungsintensität um einen Faktor 10^3 . Nach Fig. 9 entsteht der Eindruck, bei starker Anregung nehme die Intensität der Bande B nach einem festen Potenzgesetz zu ($\sim I_a^{0,73}$). Für dieses Verhalten haben wir keine nähere Erklärung.

Die Messungen an verschiedenen stark dotierten Proben sind teilweise in qualitativer Übereinstimmung mit der Forderung aus Punkt 1c). Die Probe L_1 zeigt die Bande B bei 8961 Å, die Probe M_2 bei 8981 Å und die Probe 38_{2R} bei 9022 Å (Fig. 1 und Fig. 9). Aus dieser Reihe fällt Probe 29_1 , die trotz ihrer hohen Ladungsträgerdichte von etwa $3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ die Bande B bei 8996 Å zeigt. Solange nichts Näheres über die chemische Natur der Störstellen bekannt ist, hat es aber wenig Sinn, diese Ergebnisse quantitativ auswerten zu wollen.

3. Die 1,38 eV Bande bei N_2 -Laser Anregung.

Bei Anregung mit dem N_2 -Puls-Laser, der eine 10^4 mal höhere Elektron-Loch Paar Konzentration als der He-Ne Laser erzeugen kann (siehe S. 36), sind die Banden B bei den

Proben M_2 und 29_1 um je 2,3 meV und bei Probe L_1 um 1 meV zu höheren Energien verschoben. Man kann aber diese Verschiebungseffekte nicht direkt mit denen bei kontinuierlicher Anregung vergleichen, da bei der Pulsanregung die hohe Ladungsträger-Konzentration so rasch über andere Kanäle abgebaut wird, daß auch Paare mit kleinem R-Wert kaum Zeit für mehrere aufeinanderfolgende Rekombinationsprozesse haben. Die Verschiebung beruht also weniger auf Sättigung der weit entfernten Paare als auf einer einmaligen Besetzung auch der relativ selten vertretenen Donatoren, die einen kleinen Abstand zum nächsten Akzeptor haben (siehe Anhang).

Die Pulsmessungen an Bande B beziehen sich auf zwei Meßmethoden, einmal die Aufnahme der Spektren zu verschiedenen Zeiten nach der Anregung, zum anderen die Registrierung des zeitlichen Abklingens der spektral integrierten Bande.

a) Ergebnisse der zeitaufgelösten Spektroskopie an der 1,38 eV Bande.

In Fig. 10-12 sind für drei verschiedene Proben die Verschiebungen und Formänderungen der Bande B mit wachsender Zeit nach der Anregung gezeigt. Jeweils die oberste mit "Max" indizierte Kurve ist zum Zeitpunkt der maximalen Emission der Bande B aufgenommen. Dieser Zeitpunkt wurde als Zeit-Nullpunkt gewählt. Erst wenn

nach etwa 15 nsec die bei starker N_2 -Laser Anregung dominierende kantennahe Emission (siehe Fig. 25) abgeklungen ist, tritt die Bande B deutlich hervor. In den Fig. 10 und 11 sind die Kurven alle auf gleiche Höhe normiert und der Übersichtlichkeit halber in horizontaler Richtung gegeneinander versetzt. In Fig. 12 sind die Kurven logarithmisch in den richtigen Intensitätsverhältnissen aufgetragen.

Bei der reinsten Probe M_2 ist die mit der Zeit zunehmende Linienverengung auf der hochenergetischen Flanke - die eng benachbarten Paare sind zerfallen, ihre Emission fehlt einfach in den später aufgenommenen Spektren - am deutlichsten zu sehen (Fig. 10). Die höchstdotierte Probe 29_1 zeigt dagegen mit fast 2,5 meV pro μ sec die stärkste Verschiebung pro Zeit (Fig. 11). Die logarithmische Auftragung der Fig. 12 für Probe L_1 ermöglicht den besten Vergleich mit den theoretisch berechneten Kurven von Thomas et.al.¹⁰⁾. Auch an dieser Figur ist die zunehmende Steilheit der hochenergetischen Flanke sehr deutlich zu sehen. Die bisher besprochenen Messungen waren bei 1,8° K gemacht worden.

Fig. 13 zeigt die Ergebnisse der Probe L_1 bei 20° K. Die Verschiebung ist die gleiche geblieben wie bei 1,8° K, aber die Banden sind deutlich breiter. In dem Diagramm der Fig. 14 wurde für Probe M_2 die Verschiebung $\Delta\lambda$ gegen die Zeit t nach der Anregung aufgetragen.

b) Das Abklingen der integrierten Emission von Bande B.

Das Abklingen der integrierten Emission von Bande B ist in Fig. 15 für zwei verschieden stark dotierte Proben über mehr als drei Größenordnungen in Intensität und Zeit aufgetragen. Die Fig. 15 enthält auch die mit Hilfe eines Rechenprogramms angepaßten theoretischen Kurven (Anhang S. 46). Aus der Anpassung ergibt sich für beide Proben ein fast identischer Wert von $7 \cdot 10^7 \text{ sec}^{-1}$ für W_{max} . Dieser Wert liegt, wie zu erwarten war, um zwei Größenordnungen höher als in dem indirekten Halbleiter GaP ¹⁰⁾. Für zwei andere direkte Halbleiter, GaAs ²⁴⁾ und CdS ²¹⁾ wurden W_{max} Werte gefunden, die noch um einen Faktor 4-5 höher liegen als unser Wert für InP. Dennoch klingt die Paarbande in CdS viel langsamer ab als in InP, da die Zentren dort viel tiefer liegen und deshalb kleinere Bohrradien besitzen.

Für den Donator-Bohrradius r_d ergeben sich in hinreichender Übereinstimmung 90 bzw 97 Å. Die Fehlergrenzen von etwa $\pm 7\%$ für diese Werte setzten sich zu gleichen Teilen aus dem Fehler bei Messung und Anpassung einerseits und dem Fehler in den Konzentrationswerten für die Donatoren andererseits zusammen. Dabei profitiert man von dem Umstand, daß die Fehler nur mit der dritten Wurzel in r_d eingehen. Es wurde angenommen, daß die Elektronenkonzentration bei Zimmertemperatur ein brauchbares Maß für die Donator

Konzentration ist. Außer bei Probe 38_{2R} wurden die Hall-Daten nicht an der gemessenen Probe selber sondern an einem Bruchstück aus der ursprünglich größeren InP Scheibe gewonnen.

In das benutzte theoretische Modell (Anhang S.46) gehen zwei Voraussetzungen ein: Es sollen nicht kompensierte Proben und der Fall sättigender Anregung betrachtet werden. Kompensation schließen wir aufgrund der relativ hohen Beweglichkeiten aus (Tabelle 1, S.11 und O. Röder ⁷⁾). In Fig. 16 ist für die stark dotierte Probe L₁ die Lumineszenzintensität in Bande B gegen die Anregungsintensität aufgetragen. Bei der höchsten Anregungsstufe deutet sich Sättigung an. Vermutlich wird diese Tendenz durch den starken Untergrund, den die kantennahe Emission bei wachsender Anregungsintensität auch im Bereich der Bande B liefert (siehe Abschnitt C), stark vermindert. Das mag auch der Grund dafür sein, daß sich ⁱⁿder analogen Auftragung der Fig. 26 keine Sättigung zeigt. Die Angaben der Fig. 16 sind zudem bezüglich der Bande B zuverlässiger als die der Fig. 26, da die Ergebnisse direkt an Bande B gemessen wurden, während im zweiten Fall nur eine Anpassung an eine Intensitätsabhängigkeit der Bande A vorliegt.

Man kann den Donator-Bohrradius nach einer einfachen Beziehung, die sich aus der effektiven Massen Theorie ergibt, abschätzen: $r_d = a_B \cdot \epsilon_0 / m^*$.

- 11 -

$a_B = 0,53 \text{ \AA}$ ist dabei der Bohrradius des freien H - Atoms. Mit $\xi_0 = 12,37^{29)}$ und $m^* = 0,073^{30)}$ erhält man $r_d = 90 \text{ \AA}$. Mit anderen z.T. älteren Literaturwerten $^{8,29,31)}$ für ξ_0 und m^* ergeben sich 85 - 100 Å. Unser Anpassungsergebnis liefert also im Vergleich zur Vorhersage der effektiven Massen Theorie ein recht vernünftiges Resultat.

Zusammenfassung der Ergebnisse in Abschnitt C.

Es wurde eine typische Verschiebung und Formänderung der Bande B sowohl in Abhängigkeit von der Anregungsintensität als auch von dem Beobachtungszeitpunkt nach einer Impuls-Anregung gefunden. Das zeitliche Abklingen der integrierten Emission läßt sich an ein theoretisches Modell anpassen, wobei sich vernünftige quantitative Ergebnisse für das Matrixelement $W_{\max}$ und den Donator-Bohrradius ergeben.

Die Gesamtheit der Beobachtungen und Meßergebnisse an der 1,38 eV Bande des InP läßt kaum mehr einen Zweifel an ihrer Natur als Paarbande bestehen.

D. Die kantennahe Emission von InP.

1. Die kantennahe Emission bei He-Ne Laser Anregung.

Wie schon Turner et.al.⁶⁾ berichtet haben, zeigt die Emission in der Nähe der Bandkante in reinen Proben und bei tiefen Temperaturen eine Reihe enger Linien. In Fig. 17 und Fig. 19 ist gezeigt, wie sich diese Emission in Abhängigkeit von der Anregungsintensität bei $1,8^{\circ}$ K entwickelt. Bei schwacher Anregungsintensität werden drei Linien und eine Schulter gefunden, deren energetische Lagen und Linienbreiten in Tabelle 2 aufgeführt sind. Der Fehler in der absoluten Energieangabe ist geringer als $\pm 0,2$ meV.

Lage [eV]	Halbwertsbreite [meV]	
1,418	Schulter	freies Exziton oder angeregter Zustand
1,4165	0,8	gebundenes oder freies Exziton
1,4143	0,6	gebundenes Exziton
1,4126	1,5	Donator-Valenzband Übergang

Tabelle 2

Mit wachsender Anregungsintensität verlagert sich das Maximum der Emission in die Linien mit niedriger Energie. Bei der reinsten Probe 38_{2R} (Fig. 17) wird die Emission schließlich vollständig von der verbreiterten 1,4126 eV Bande übernommen, die einen langen Ausläufer zu kleineren Energien zu zeigen beginnt. Aus Fig. 9 geht hervor, daß die über die gesamte Emission in den vier kantennahen Linien integrierte Intensität trotz des Abnehmens der 1,4165 eV Linie über drei Größenordnungen in der Anregungsintensität exakt linear zunimmt. Das Verhalten der 1,4165 eV Linie ist gesondert in Fig. 18 gezeigt. Mit wachsender Anregungsintensität sättigt die Emission in dieser Linie, was noch deutlicher wird, wenn man den von der verbreiterten 1,4126 eV Bande herrührenden Untergrund abzieht.

Angesichts der beobachteten Verschiebung zu geringeren Energien könnte sich der Verdacht aufdrängen, die Erhöhung der Anregungsintensität bringe eine Erhöhung der Temperatur mit sich. Rechnerisch sind solche Effekte schwer abzuschätzen, z.B. wegen des nicht leicht faßbaren Einflusses des Kühlmittels. Die Beobachtungen sprechen gegen eine wesentliche Temperaturerhöhung: Einmal verliert nach Fig. 17 die 1,4165 eV Linie an relativer Intensität, ohne sich dabei bemerkenswert zu verbreitern oder gar zu verschmieren. Die Linie verschiebt sich nicht kontinuierlich, sondern die Emission verlagert sich in die niederenergetischen Linien. Zweitens wurde an Probe M_{22} zum Ver-

gleich der Einfluß der Temperatur bei niedriger Anregungsintensität untersucht (Fig. 20). Bis zu 20° K hat sich der Schwerpunkt der Emission kaum verschoben und die Gesamtbreite der Bande ist noch geringer als bei $1,8^{\circ}$ K und hoher Anregungsintensität. Sollte also ein Temperatureffekt vorliegen, so müßte die bei hoher Anregungsintensität erreichte Temperatur noch deutlich über 20° K liegen. Dann sollte sich aber nach den Ergebnissen von Leite ⁵⁾ die simultan gemessene Paarbande viel stärker verschieben, als aus Fig. 8 zu entnehmen ist. Insgesamt bringt die Temperaturerhöhung nach Fig. 20 in erster Linie eine Verschmierung und nur in geringem Maß eine Verschiebung mit sich. Man beachte auch, daß bei erhöhter Temperatur die Schulter auf der hochenergetischen Flanke der Emission stärker hervortritt, während die 1,4143 eV Linie gänzlich verschwindet.

2. Die kantennahe Emission bei Anregung mit dem N_2 -Laser.

Bei Anregung der kantennahen Lumineszenz mit dem N_2 -Laser ergeben sich besonders drastische Effekte. Allen Messungen ist gemeinsam, daß neben der 1,4126 eV Bande (Fig. 17) eine neue Bande (Fig. 21-25) je nach Probe zwischen 1,409 eV und 1,406 eV hervorwächst, die sich bei höchsten Anregungsintensitäten sehr effektiv auf $10-13 \text{ \AA}$, d.h. $\approx 2 \text{ meV}$ verengt und schließlich mit etwa 7,5 meV pro Anregungsde-

kade zu geringeren Energien verschiebt. Dabei nimmt ihre Intensität mehr als quadratisch mit der Anregungsintensität zu (Fig. 24,26). In diesem Anregungsbereich nimmt die Zeitkonstante des Abklingens der Emission stark ab. Das Abklingen ist im allgemeinen nicht exponentiell. Dennoch wird im weiteren von einer Zeitkonstanten gesprochen, worunter die Zeit verstanden wird, nach der die Intensität um den Faktor e abgenommen hat. Bei höchster Anregungsintensität ist die Zeit für den $1/e$ Abfall unter die meßbare Grenze von etwa 2 nsec gesunken, die $I(t)$ -Kurve gibt nur noch das Auflösungsvermögen des Multipliers wieder (Fig. 6d). Bei schwächerer Anregung (entsprechend $22 \cdot T_0$ in Fig. 25 zeigt die neue 1,407 eV Bande eine Zeitkonstante von etwa 6 nsec. Der bei gleichem Anregungsniveau gemessene 1,4126 eV Übergang gehorcht deutlich einem nicht exponentiellen Zerfallsgesetz mit einer Zeitkonstanten von etwa 8-8,5 nsec (Fig. 6e), während im Bereich der früheren Exzitonenlinie bei 1,4165 eV wieder eine kürzere Zeitkonstante von knapp 7 nsec gemessen wird.

Die größte Verschiebung bis zu weniger als 1,400 eV und schließlich eine Aufspaltung der verschobenen Bande wurden an der reinsten Probe $^{38}_{2R}$ bei $1,8^\circ$ K beobachtet. (Fig. 23)

Bezüglich des relativen Intensitätsverhältnisses der 1,4125 eV und 1,407 eV Bande in Abhängigkeit von der Anregungsintensität lassen sich die Beobachtungen in zwei Gruppen teilen :

- a) Bei niedriger Anregungsintensität mit dem N_2 -Laser tritt nur die 1,4126 eV Bande auf. Das Spektrum gleicht dem bei höchster Anregungsintensität mit dem He-Ne Laser (Fig. 17). Mit wachsendem Anregungsniveau wächst dann die neue Bande bei 1,407 eV hervor (Fig. 21,22), wobei in einem ganz engen Variationsbereich der Anregungsintensität die Hauptemission von der einen in die andere Bande überwechselt (Fig. 21,22). Dabei scheint die 1,4126 eV Bande zu sättigen (Fig. 24). Dieser Fall a) wurde bevorzugt bei H_2 Temperatur beobachtet.
- b) Auch bei den niedrigsten mit dem Signal/Rauschverhältnis zu vereinbarenden Anregungsintensitäten ist die neue Bande bei 1,407 eV im Spektrum dominierend (Fig. 23,25). Die 1,4126 eV Bande sättigt nicht sondern nimmt bis zu höchsten Anregungsintensitäten linear zu (Fig. 25,26). In Fig. 26 ist das superlineare Verhalten der neuen Bande im Vergleich zu dem linearen Verhalten von Paarbande und 1,4125 eV Bande aufgetragen.

Im Bereich der neuen Bande war an manchen Proben auch bei He-Ne Laser Anregung eine Emission beobachtet worden. Über diese Messungen wird in Abschnitt E auf Seite 43 berichtet.

Es war von Interesse zu ergründen, wie sich GaAs unter den Impuls-Anregungsbedingungen verhalten würde. Die nicht

näher untersuchten Ergebnisse für drei verschiedene Anregungsintensitäten mit dem N_2 -Laser zeigt Fig. 27. Ähnlich der Situation bei InP ist die Emission im Vergleich zum Fall der He-Ne Laser Anregung zu niedrigeren Energien verschoben, und bei hoher Anregungsintensität beginnt eine neue Bande niedrigerer Energie im Spektrum zu dominieren.

3. Stimulierte Photolumineszenz an InP.

Die starke Verschiebung, die deutliche Verengung und die Abnahme der Zeitkonstanten der 1,407 eV Bande mit wachsender Anregungsintensität legen den Gedanken an stimulierte Emission bzw. "Superradiance" nahe. Zum Test dieser Vorstellung wurde aus einem InP-Einkristall eine Resonatorstruktur von $L = 100 \mu$ Resonatorlänge gespalten und mittels der unmittelbar vor dem Resonator angebrachten GaAs Laserdiode bei 20° K angeregt. Der InP-Einkristall stammte aus demselben Lauf wie die reinste Probe 38_{2R} . Wie sich später herausstellte, zeigt er aber dennoch bei He-Ne Laser Anregung das ungewöhnliche Lumineszenzverhalten der Fig. 29 (Abschnitt E, S. 43).

In den 4 Teilbildern auf der linken Hälfte der Fig. 28 wird die Entwicklung des InP-Spektrums mit wachsender Stromstärke durch die GaAs Laserdiode gezeigt. Ab 10 A treten deutliche Modenstrukturen auf. Im rechten Teilbild der Fig. 28 wurde für Laserdiode und InP-Resonator die

Lumineszenzintensität gegen die Diodenstromstärke aufgetragen. Die Diode befindet sich im linearen Teil ihrer Kennlinie, die Schwelle liegt unter 0,5 A und wurde in der Auftragung nicht berücksichtigt. Die Ordinaten-Maßstäbe für die InP- und GaAs Lumineszenz wurden so gewählt, daß die Steigungen der Kennlinien im unteren Teil übereinstimmen. Ab 13 A zeigt die InP-Kennlinie ein deutliches Umknicken zu höheren Intensitäten, in Übereinstimmung mit der Entwicklung im Spektrum.

Aus den Meßergebnissen läßt sich kein eindeutiger Modenabstand entnehmen. Vermutlich war unser Resonator nicht sehr genau definiert. Mit $\Delta \lambda = 5 \text{ \AA}$ für den Modenabstand direkt nach Erreichen der Schwelle ergibt sich gemäß der Formel

$$\Delta \lambda = \frac{\lambda^2}{2 L (n - \lambda \frac{dn}{d\lambda})}$$

der Wert $(n - \lambda \frac{dn}{d\lambda}) = 7,7$ bei $8800 \text{ \AA}$. Dieser Wert ist etwas größer als die bei InP³²⁾ und GaAs⁴⁶⁾ Injektionslasern gefundenen Werte. Das entspricht der Erwartung, da unsere Emission näher an der Bandkante liegt. Über stimulierte Photolumineszenz an InP wurde unseres Wissens erst einmal von Eliseev et.al.³²⁾ berichtet. Die Emission der sehr hoch dotierten Proben trat bei $8900 \text{ \AA}$ auf. Aus den mitgeteilten Angaben kann aber nicht mit Sicherheit entnommen werden, ob es sich wirklich um stimulierte Emission handelte.

4. Diskussion der Ergebnisse aus Punkt 1.-3.

Die Deutung der Ergebnisse bezieht sich a. auf die Linienstruktur bei schwacher Anregung und b. auf die Verschiebungseffekte bei hoher Anregungsdichte.

- a) Die Linienstruktur bei schwacher Anregung wurde bereits von Turner et.al.⁶⁾ beobachtet, die Autoren machten aber keine näheren Angaben über Linienlagen und -breiten. Die dominierende Linie bei 1,4165 eV ordneten sie wegen der Übereinstimmung mit dem Exzitonenpeak in ihren Absorptionsmessungen dem freien Exziton zu.
- In letzter Zeit wurde von sehr detaillierten Messungen der kantennahen Lumineszenzstruktur von epitaktischen GaAs Schichten berichtet ^{3,4)}. Leite et.al.⁴⁾ konnte bis zu 15 Linien in einem 7 meV breiten Bereich auflösen. All diese Übergänge wurden freien und gebundenen Exzitonen und deren angeregten Zuständen zugeschrieben. Gilleo et.al.³⁾ glauben auch den direkten Band-Band Übergang gefunden zu haben. Die Erfahrungen, die mit der GaAs Lumineszenz gemacht wurden, warnen davor, mit Linienzuordnungen zu schnell bei der Hand zu sein. Es wäre auch bei InP denkbar, daß in noch reineren Proben die beobachteten Linien eine weitere Unterstruktur zeigen. Vorbehaltlich dieser Einschränkung schlagen wir folgende Deutung für die vier beobachteten Linien vor:

Die energetische Lage und Halbwertsbreite der Linien (Tabelle 2, S. 24) legt es nahe, die 1,4126 eV Linie als Donator-Valenzband Übergang zu deuten und die drei höherenergetischen Linien auf Exzitonen zurückzuführen. Nimmt man mit Turner et.al.⁶⁾ die Bandkante bei 1,4205 eV an, dann ergibt sich eine Donatortiefe von 8 meV. Dieser Wert liegt im Rahmen des aufgrund der effektiven Massen Theorie zu erwartenden Ergebnisses. Nach der Theorie gilt $E_D = 13,6 \cdot m^* / \epsilon_0^2$ [eV]. Mit $m^* = 0,073$ ³⁰⁾ und $\epsilon_0 = 12,37$ ²⁹⁾ folgt etwa 7 meV für E_D . Die schmalste Linie bei 1,4143 eV kann wohl mit einiger Sicherheit einem an einen neutralen Donator gebundenen Exziton zugeordnet werden. Die 1,4165 eV Linie ist in allen Proben dominierend, was als Hinweis auf ein freies Exziton gewertet werden könnte. Andererseits fehlt dann eine Interpretation der hochenergetischen Schulter bei 1,418 eV, die bei erhöhter Temperatur noch stärker hervortritt. Diese Schulter kann wegen der energetischen Lage kein angeregter Zustand eines bei 1,4165 eV gelegenen freien Exzitons sein und muß unter Umständen selber als das freie Exziton angesehen werden. Eine Reihe von Autoren³³⁻³⁶⁾ hat Abschätzungen angegeben, die die Bindungsenergie eines Exzitons an ein Zentrum mit der Tiefe des Zentrums verknüpfen, wobei das Verhältnis der effektiven Massen von Elektron und Loch als Parameter eingeht. Mit $m_e^* / m_h^* = 0,073 / 0,2 = 0,365$

und $E_D = 8 \text{ meV}$ ergibt sich eine Tiefe des Zentrums "Exziton an neutralem Donator" von $7,1 \text{ meV}$. Unsere Messung liefert $6,2 \text{ meV}$, wenn sie in der oben geschilderten Weise interpretiert wird.

Die Frage der Linienzuordnung muß erneut aufgegriffen werden, sobald reinere und gezielt dotierbare Proben vorliegen.

- b) Die Verschiebung der kantennahen Emission zu niedrigeren Energien wird in gleicher Weise bei He-Ne Laser Anregung und bei N_2 -Laser Anregung gefunden. Für den Bereich der He-Ne Laser Anregung haben wir einen Temperatureffekt ausschließen können (S. 26). Im Bereich der N_2 - Laser Anregung sind diesbezügliche Argumente schwerer zu finden. Eine Abschätzung, die davon ausgeht, daß alle Blitz-Energie in einem Delta-Impuls an die Probe abgegeben wird, ergibt 30° K 5 nsec nach der Anregung. Dabei blieb die Anwesenheit des Kühlmittels völlig unberücksichtigt. Die Probe wurde als unendlich ausgedehnte Ebene angesehen. Da keine Delta-Anregung vorliegt und das Kühlmittel vorhanden ist, sollte die Temperatur 5 nsec nach der Anregung deutlich unter 30° K liegen. Andererseits gehen in eine Abschätzung so viele Unsicherheitsfaktoren ein, daß ihr Aussagewert nicht als sehr hoch angesehen werden kann. Die Messungen selber liefern folgendes Argument: Eine Temperaturerhöhung, auf die solch drastische Verschiebungen zurückzuführen wären,

müßte mehr als 100° K betragen ⁶⁾. Bei solchen Temperaturen sollte die Paarbande kaum mehr nachweisbar sein ⁵⁾, jedenfalls sollte sie nicht mehr linear mit der Anregungsintensität zunehmen.

Eine Verlagerung der Emission auf die niederenergetischen Übergänge, wie sie im Bereich der He-Ne Laser Anregung gefunden wurde, entspricht in manchen Merkmalen den Beobachtungen von Leite et.al. ⁴⁾ und Gilleo et.al. ³⁾ an GaAs. Gilleo et.al. ³⁾ interpretieren ihre Beobachtungen als einen Abschirmeffekt bei hohen Ladungsträger Konzentrationen ^{37,39,42)}, d.h. einen Vielteilcheneffekt. Die Ladungsträger z.B. des Leitungsbandes schirmen das Potential eines Loches oder eines Donators so stark ab bzw. reduzieren seine Reichweite so sehr, daß für ein einzelnes Elektron keine Bindungsmöglichkeit mehr an den Exzitonenzustand und für ein Exziton keine Bindungsmöglichkeit an den Donator besteht. Casella ^{37,38)} leitet vier Abschätzungsformeln ab, mit denen man die Erregungsdichte abschätzen kann, ab der keine freien Exzitonen mehr möglich sind. Nach diesen Formeln errechnen wir für die kritische Elektron-Loch Konzentration Werte zwischen $2,5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ und $7 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

Unser 30 mW He-Ne Laser konnte auf einen Bereich von 100 µ Durchmesser fokussiert werden, wie sich aus einer Serie von Aufnahmen des Brennflecks mit verschiedenen Belichtungszeiten ablesen ließ. Damit ergibt sich eine Photo-

nendichte von 10^{21} Photonen/cm²sec. Bei einer Eindringtiefe von $2 \cdot 10^{-4}$ cm und einer Lebensdauer der Ladungsträger von $2 \cdot 10^{-9}$ sec erhält man somit eine Gleichgewichts-Konzentration der angeregten Ladungsträger von $2 \cdot 10^{16}$ cm⁻³. Dieser Wert liegt nahe bei der eben angegebenen oberen Grenze für die kritische Konzentration.

Konzentrationen der genannten Größenordnung entsprechen Ladungsträger-Konzentrationen, die sehr hoch dotierte Proben bei tiefen Temperaturen haben würden. Bei solchen Proben ist man längst gewöhnt, keine exzitonschen Strukturen zu sehen. Der Vergleich ist allerdings insofern nicht ganz stichhaltig, da in dem Fall hoher Anregungsdichten in reinen Proben keine Störstellenbänder auftreten. Dennoch glauben wir, daß man die für hoch dotierte Proben entwickelten Vorstellungen des Vielteilchenverhaltens in abgewandelter Form auch auf den Fall hoch angeregter Proben anwenden kann. Wir deuten in Übereinstimmung mit den genannten Autoren ^{3,37-39)} die beobachtete Verlagerung der Emission aus der Exzitonenlinie bei 1,4165 eV in den Donator-Valenzband Übergang (Fig. 17, 19) als einen Vielteilcheneffekt.

Casella ³⁸⁾ hat aufgrund von Abschätzungen InP als eine der Substanzen angesehen, in der noch vor Eintreten der Vielteilcheneffekte möglicherweise eine solche Exzitonen-Konzentration erreicht werden könnte, daß eine Bose-Einstein Kondensation der freien Exzitonen auftritt. Eine

solche Kondensation sollte sich in einer starken Linienverengung äußern. Bei diesen Überlegungen spielte neben den spezifischen Eigenschaften des InP, wie z.B. effektiven Massen, auch der Umstand eine Rolle, daß mit der GaAs-Laserdiode eine Lichtquelle zur Anregung des InP zur Verfügung steht, die Elektron-Loch Paare mit nicht allzu hoher kinetischer Energie erzeugt. Diese Bedingung wird durch den He-Ne Laser und den N_2 -Laser nicht erfüllt. Vielleicht konnten wir aus diesem Grunde den Effekt in der von Casella vorhergesagten Form nicht beobachten.

Die bei He-Ne Laser Anregung beobachtete Verlagerungstendenz der Emission in die tieferenergetischen Übergänge setzt sich bei N_2 -Laser Anregung fort. Der N_2 -Laser läßt sich auf einen Bereich von $1,5 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2$ fokussieren, woraus eine Photondichte von $1,3 \cdot 10^{25} \text{ Photonen/cm}^2 \text{ sec}$ folgt. Bei einer Eindringtiefe von 10^{-4} cm und einer Lebensdauer von $2 \cdot 10^{-9} \text{ sec}$ entspricht das einer angeregten Ladungsträgerkonzentration von $2,5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Die maximale Anregungsdichte ist somit 10^4 mal höher als bei He-Ne Laser Anregung. Die bei N_2 -Laser Anregung beobachteten Effekte können also mit noch größerer Berechtigung auf der Basis eines Vielteilchenkonzepts diskutiert werden.

Die oben angestellten Betrachtungen zur Abschirmung der Potentiale stellen nur den einfachsten Aspekt des Vielteilchenproblems dar. Bei hohen Anregungsdichten wird man entsprechend den Effekten bei hoher Dotierung erwarten, daß die Breite der verbotenen Zone schrumpft (band-shrinkage, band - tai-

ling). Basov et.al.³⁹⁾ haben eine Abschätzung des Effekts für GaAs angegeben. In diese Betrachtung geht die Abschirmung des Kristallfeldes durch die freien Ladungsträger und die Wechselwirkung der Ladungsträger untereinander ein. Bei einer Änderung der Ladungsträgerkonzentrationen von $p \approx 0$, $n = 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \longrightarrow p = n = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ bei 300° K berechnen die Autoren eine Schrumpfung von $9 \cdot 10^{-2} \text{ eV}$. Die Abschätzung erhebt keinen Anspruch auf quantitative Gültigkeit, sie soll nur die Bedeutung der Effekte veranschaulichen. Die quantitative Berechnung stellt ein sehr komplexes, bisher ungelöstes Problem.

Holonyak et.al.^{40,41)} berichten von einer Verschiebung der stimulierten Photolumineszenz des GaAs bei hohen Pumpraten. Diese Beobachtung deuten sie in Anlehnung an die Arbeit von Basov et.al.³⁹⁾ als Vielteilcheneffekt.

In unseren Messungen finden wir zunächst bei geringer Anregungsintensität mit dem N_2 -Laser das gleiche Bild wie bei maximaler Anregung mit dem He-Ne Laser: Der stark verbreiterte Donator-Valenzband Übergang mit langem Ausläufer in das Gebiet niedrigerer Energien übernimmt die gesamte Emission, die linear mit der Anregungsintensität wächst (Fig. 9,26). Die Deutung mit Hilfe des Vielteilchen Konzepts lautet: Wie bei hoch dotierten Proben^{42,47)} bilden sich "bandtails" unterhalb des im Elektronenbild erlaubten Leitungsbandes aus. Die "bandtails" erreichen den Bereich der Donatorniveaus und schie-

ben sich darüber hinweg. Der Bereich der Donatorniveaus ist ein Bereich mit besonders hoher Zustandsdichte, in den die Elektronen aus höher gelegenen Bandzuständen jetzt sehr rasch relaxieren können und von wo aus die Rekombination offenbar bevorzugt ausgeht ⁴³⁾. Offenbar, denn es besteht eine grundsätzliche Schwierigkeit der Interpretation im Zusammenhang mit der Verlagerung der Emission zu niedrigeren Energien bei hoher Anregungsdichte : Bei hoch dotierten Proben wird wegen der Bandauffüllung eine Burstein-Moss shift zu höheren Energien beobachtet ⁴⁴⁾. Wir gehen auf diesen Punkt weiter unten ein.

Neben der eben genannten Interpretationsschwierigkeit ergibt sich eine weitere, wenn man den Fall noch höherer Anregungsintensitäten betrachtet. Eine neue Bande wächst auf der niederenergetischen Flanke des verbreiterten Donator-Valenzbandüberganges hervor und verschiebt sich schließlich kontinuierlich weiter zu niedrigeren Energien. Die Verengung dieser neuen Bande bei höchsten Anregungsintensitäten zu einer 10 Å breiten Linie (Fig. 21-25), die Abnahme der Zeitkonstanten (Fig. 6d, 6e) und die überquadratische Abhängigkeit von der Anregungsintensität (Fig. 24, 26) können in Hinblick auf die Beobachtung stimulierter Emission (Fig. 28) an einer InP Resonatorstruktur durch das Auftreten von "Superradiance"^{*} in einer Probe ohne Resonatorstruktur gedeutet werden. Vom Auftreten solcher "Superradiance"["] in GaAs berichten Casey et al. ⁴⁵⁾. Diese Deutung ist un-

*
Superradiance : Das Auftreten stimulierter Emission bei hohen Pumpraten, auch wenn kein Resonator vorhanden ist.

abhängig von der Interpretation der neuen Bande, so daß nun im weiteren nur noch die beiden Fragen nach der Natur dieser neuen Bande und nach dem Grund für das Fehlen einer Burstein-Moss shift zu besprechen sind.

Als Erklärung für die bei 1,407 eV bei hoher Anregungsintensität hervorwachsende Bande bieten sich besonders drei Vorstellungen an.

1. Wie in Abschnitt E auf Seite 43 berichtet wird, zeigten manche Proben auch bei He-Ne Laser Anregung im Bereich der neuen Bande eine Emission. Nimmt man an, daß sich in dieser Tiefe von etwa 13 meV ein weiteres Zentrum, z.B. ein Komplex befindet, so kann man denselben Mechanismus zur Erklärung heranziehen, wie er weiter oben zum Verständnis der Verlagerung der gesamten Emission in den Donator-Valenzband Übergang benutzt wurde: Der "bandtail" dringt weiter in die verbotene Zone ein und erreicht den Bereich des zweiten tieferen Zentrums. Dieser Bereich muß entweder wieder als besonders wirksamer Ausgangspunkt für die Rekombination angesehen werden, wenn das Fehlen einer Burstein-Moss shift und der direkten Band-Band Rekombination verstanden werden soll, oder die Überlegung bezüglich der Bandauffüllung bei hoher Anregungsdichte muß überprüft werden. Pankove⁴³⁾ hat ausgehend von parabolischen Bändern für GaAs eine Burstein-Moss shift von weit mehr als 10 meV bei einer Anregungsdichte von $5 \cdot 10^{18}$

Elektronen/cm³ berechnet, die er im Experiment nicht finden konnte. Bei solch hohen Anregungsdichten ist es aber wegen der Ausbildung von "tails" sicher nicht mehr berechtigt, von parabolischen Bändern zu sprechen. Ferner können sich die Lebensdauern in nicht überschaubarer Weise verkürzen und endlich ist nicht auszuschließen, daß bei der hohen Konzentration von Elektron-Loch Paaren (bei hoher Dotierung ist immer nur eine Ladungsträgersorte in hoher Konzentration vorhanden!) eine Kondensation in eine Art exzitonenähnlichen Riesenmolekülzustand auftreten könnte. All diese Effekte würden bewirken, daß sich das Quasi-Fermi Niveau bei hoher Anregungsdichte durchaus nicht so weit in das Leitungsband verschiebt, wie eine oberflächliche Betrachtung glauben macht. Dieser Umstand könnte das Fehlen einer Burstein-Moss shift erklären. Allerdings zeigt das lineare Anwachsen der Intensität in der 1,4125 eV Bande (Fig. 26) auch bei höchsten Anregungsintensitäten, daß das Quasi-Fermi Niveau zumindest bei einem Teil der Messungen noch über dem Donator Niveau lag.

2. Bei einer Revision des Konzepts des Quasi-Fermi Niveaus bei hohen Anregungsdichten in der angedeuteten Weise könnte die neue Bande auch als direkter Band-Band Übergang angesehen werden, ohne daß man die adhoc Hypothese eines weiteren Donators von 13 meV Tiefe zu

machen brauchte. Die kontinuierliche Verschiebung der Bande bei höchsten Anregungsintensitäten spiegelt dann die Schrumpfung der Bandlücke wieder. Unter Umständen hat es in diesem Zusammenhang keinen Sinn mehr, den aus dem Einteilchenmodell stammenden Begriff "Bandlücke" zu gebrauchen, und man sollte eher von der Anregungsenergie in den (exzitonischen) Vielteilchenzustand sprechen.

1. Die Vielteilcheneffekte stehen noch nicht so sehr im Vordergrund, und bei der neuen Bande handelt es sich um einen Augereffekt an dem Donator-Valenzband Übergang. Für diese Deutung könnte die öfter beobachtete Linienform der neuen Bande sprechen. Sie zeigt einen steilen Anstieg auf der hochenergetischen Flanke und einen langen Ausläufer auf der niederenergetischen Seite (typisch Fig. 25, Kurve $22 \times T_0$). Das Augerelektron, das aus dem "bandtail" im Bereich des Donators stammt, muß bis oberhalb des Quasi-Fermi Niveaus angehoben werden, diese Bedingung definiert die hochenergetische Flanke. Der lange Ausläufer auf der niederenergetischen Seite kommt dadurch zustande, daß auch Augerelektronen in Zustände oberhalb des Quasi-Fermi Niveaus gehoben werden können.

Das Faszinierende an dieser Vorstellung besteht darin, daß der Abstand zwischen hochenergetischer Flanke der neuen Bande und dem Donator-Valenzband Übergang die Lage des Quasi-Fermi Niveaus über dem Donator, und damit auch deren kontinuierliche Verschiebung mit der Anregungsintensität, angibt.

Einen wichtigen Beitrag zur Frage nach der Lage des Quasi-Fermi Niveaus und zur Entscheidung zwischen den drei vorgeschlagen Modellen würde ein Experiment liefern, in dem gleichzeitig mit der Pulsanregung die Absorption gemessen wird.

Zusammenfassung der Ergebnisse aus Abschnitt C.

Es wird von der Beobachtung des Donator-Valenzband Überganges und exzitonischer Strukturen in der Bandkanten-Lumineszenz bei geringer Anregungsintensität und tiefen Temperaturen berichtet. Bei höheren Anregungsintensitäten verschiebt sich die Emission zu niedrigeren Energien und eine neue Bande bei 1,407 eV wird dominierend. Drei Modellvorstellungen für die neue Bande werden diskutiert. Eine starke Verengung und Verschiebung der Bande bei höchsten Anregungsintensitäten wird durch das Auftreten von "Superradiance" gedeutet. Für die Zeitkonstante des Donator-Valenzband Überganges ergeben sich 8 nsec, für die Zeitkonstante der neuen 1,407 eV Bande 6 nsec. An einer InP-Resonatorstruktur wird stimulierte Photolumineszenz beobachtet. Für $(n - \frac{dn}{d\lambda} \cdot \lambda)$ bei 8800 Å ergibt sich der Wert 7,7.

E. Meßergebnisse, die nicht für alle Proben typisch sind.

In diesem Abschnitt sollen kurz vier Beobachtungen referiert werden, die nur an einigen Proben gemacht wurden.

1. Wie im Text mehrfach erwähnt, zeigten einige Proben im Bereich von 1,408 eV auch bei He-Ne Laser Anregung eine Emission. An den relativ reinen Monsanto Proben wurde bisweilen eine schwache Bande bei 1,408 eV beobachtet. Drei Proben aus demselben Lauf, aus dem die reinste Probe $^{38}_{2R}$ stammt (Tabelle 1, S. 11), zeigten ein recht ungewöhnliches Lumineszenzspektrum, das in Fig. 29 für zwei verschiedene Anregungsintensitäten wiedergegeben ist. Die Exzitonenlumineszenz ist nur schwach zu sehen. Bei starker Anregung steigt die Emission im Bereich des Donator-Valenzband Überganges stark an, erreicht bei 1,409 eV ein Maximum und bleibt fast konstant auf diesem Niveau bis zum Bereich der Paarbande. Auch durch gründliches Ätzen mit HCl konnte diese Anomalie im Spektrum nicht zuverlässig beseitigt werden. Das Spektrum war aber vom Ort auf der Probe abhängig, die Rückseite einer 38-er Probe lieferte z.B. das ganz normale Spektrum. Wir nehmen an, daß in eine dickere Oberflächenschicht spezielle Verunreinigungen eingebaut sind.

An diesen nicht typischen Proben wurde zum Teil auch

ein schwacher Hochenergie-Ausläufer der Lumineszenz beobachtet. Diese Emission hatte zwischen 1,425 eV und 1,440 eV eine konstante Intensität und fiel dann in einem relativ engen Energieintervall auf Null ab.

2. Ein Teil der Proben zeigte etwa ab 1,402 eV ansteigend eine Schulter, die der Paarbande vorgelagert ist (Fig. 30). Die energetische Lage läßt eine Deutung als Leitungsband-Akzeptor Übergang kaum zu, jedenfalls nicht zu dem am 1,38 eV Paarübergang beteiligten Akzeptor. Auch hier nehmen wir an, daß ein weiteres Zentrum eine Rolle spielt.
3. Sowohl bei He-Ne Laser wie bei N₂-Laser Anregung wurde in Probe L₁ eine Bande C (Fig. 1) bei 1,358 eV sowie deren Phononen-Replik gefunden. Die zeitaufgelöste Spektroskopie zeigt, daß die schwache Bande C eine viel längere Zeitkonstante besitzt als die Paarbande, so daß sie in Spektren, die längere Zeit nach der Anregung aufgenommen wurden, an relativer Intensität gewinnt (Fig. 12). Bande C muß mit einem ziemlich tiefen Zentrum (62 meV) verknüpft sein, unter Umständen auch mit dem Paarübergang zu einem weiteren tiefen Akzeptor von etwa 54 meV Tiefe.
4. An Probe M₂ wurde bei Impulsanregung eine kleine Schulter (1,735 eV) auf der Paarbande beobachtet (Fig. 10). Diese Schulter schien mit der Zeitkonstanten der kantennahen Lumineszenz abzuklingen. Probe 38₃ zeigte bei He-Ne Laser Anregung an fast derselben Stelle (1,374 eV

eine Schulter (Fig. 31), obgleich die Paarbande in dieser Probe bei einer anderen Energie liegt. Die Lage der Schulter ist etwa um ein LO Phonon, d.h. 43 meV, von dem 1,4165 eV Exziton entfernt. Zur Entscheidung der Frage, ob es sich hier um einen Zufall handelt (Paarübergang zu einem noch tieferen Akzeptor) oder nicht, müßten weitere Messungen vorliegen. Wenn bei der Impulsmessung die LO Phononenreplik des Exzitons gefunden würde, wäre das eine recht interessante Beobachtung, da die Null-Phononen Linie des Exzitons bei der hohen Anregungsdichte des Pulses gar nicht mehr existiert (Abschnitt D).

Anhang

Kurze Ableitung des zeitlichen Abklinggesetzes
einer spektral integrierten Paarbande.

a) Berechnung der Übergangswahrscheinlichkeit $W(R)$
nach J. Schaffer und F. Williams⁴⁸⁾.

Annahmen:

1. Die effektive Massen Theorie ist eine brauchbare Näherung für Donator und Akzeptor.
2. Es handelt sich um direkte Halbleiter mit Bandextrema bei $k = 0$.
3. $\vec{R}$ ist ein Gittervektor.

Die effektive Massen Theorie liefert für die Wellenfunktion des an die Störstelle gebundenen Elektrons bzw. Lochs :

$$\psi_A = \psi_{vo}(\vec{r}) \cdot F_A(\vec{r}) \quad , \quad \psi_D = \psi_{co}(\vec{r}) \cdot F_D(\vec{r})$$

$\psi(\vec{r})$ ist die Blochfunktion zu $k = 0$ für das Valenz- bzw. Leitungsband, $F(\vec{r})$ die dazugehörige Envelope-Funktion, von der angenommen wird, sie variere nur wenig über die Ausdehnung einer Gitterzelle.

Dann ergibt sich:

$$\begin{aligned}
 W(R)^{\frac{1}{2}} &= e \cdot \int \varphi_{v_0}(\vec{w} - \vec{R}) F_A(\vec{w} - \vec{R}) \cdot \vec{w} \cdot \varphi_{c_0}(\vec{w}) F_D(\vec{w}) d\vec{w} \\
 &= e \sum_v F_A(\vec{w}_v - \vec{R}) F_D(\vec{w}_v) \int_{\text{Zelle}} \varphi_{v_0}(\vec{w} - \vec{R}) \vec{w} \varphi_{c_0}(\vec{w}) d\vec{w} \\
 &= \left[\sum_v F_A(\vec{w}_v - \vec{R}) F_D(\vec{w}_v) \right] \cdot e \int_{\text{Zelle}} \varphi_{v_0}(\vec{w}) \vec{w} \varphi_{c_0}(\vec{w}) d\vec{w} \\
 &\quad \rightarrow \langle F_A(\vec{w} - \vec{R}) | F_D(\vec{w}) \rangle \quad C \cdot W_{\text{Max}}^{\frac{1}{2}}
 \end{aligned}$$

mit $\vec{w} = \vec{w}_v + \vec{w}$

$\vec{w}_v$ ist ein Vektor vom Aufpunkt zur v -ten Zelle,
 $\vec{w}$ ein Vektor vom Punkt $\vec{w}_v$ zu einem Punkt in der Zelle.

Die Funktionen $F(\vec{w})$ können aus dem Integral gezogen werden, da sie in einer Zelle näherungsweise konstant sind.

Im Grundzustand von Donator und Akzeptor gilt:

$$F_A(\vec{w}) \sim e^{-\frac{r}{r_a}}, \quad F_D(\vec{w}) \sim e^{-\frac{r}{r_d}}$$

Unter den Annahmen $r_d > r_a$ und $R > r_d$ ergibt sich näherungsweise

$$\langle F_A | F_D \rangle \simeq \frac{1}{c} \cdot e^{-\frac{R}{r_d}}$$

und schließlich

$$W(R) = W_{\text{max}} \cdot e^{-\frac{2R}{r_d}}$$

b) Modell für das zeitliche Abklingen der Paarlumineszenz.

Wir gehen von einem **unkompensierten** Halbleiter aus, der bis zur Sättigung angeregt wurde. Dieser Modellfall ist für die statistische Behandlung der einfachste. Er wird neben anderen Modellen in ¹⁰⁾ diskutiert.

Unter der Voraussetzung $N_A \ll N_D$ (N = Zahl der Donanden im Kristall) können wir uns die einzelnen Rekombinationszentren, die wir mit V indizieren wollen ($V = 1 \dots N_A$), vorstellen als einen Akzeptor, der von einer Wolke von Donatoren umgeben ist. Die statistische Verteilung in diesen Donator-Wolken - wir sehen von Nahordnungseffekten ab - wird bei jedem Zentrum wieder eine etwas andere sein. Dieser Umstand ist für das nichtexponentielle Abklingen verantwortlich.

Die Rekombinationswahrscheinlichkeit W_V für das V -te Zentrum gewinnt man durch Summierung über alle $W(R_{iV})$ die sich auf die i -Donatoren der V -ten Wolke beziehen.

$$W_V = \sum_i W(R_{iV})$$

R_{iV} = Donator-Akzeptor Abstand für den i -ten Donator im V -ten Zentrum.

Wir führen nun die Wahrscheinlichkeit $\phi_V(t)$ dafür ein, daß ein Zentrum nach der Zeit t noch nicht zer-

fallen ist.:

$$n(t) = N_A \cdot \overline{Q(t)}$$

$n(t)$ = Zahl der zur Zeit t noch angeregten Zentren.

$\overline{Q(t)}$ = Mittelwert über alle $Q_v(t)$.

$$Q_v(t) = e^{-W_v \cdot t} = e^{-\sum_i W(R_{iv})t} = \prod_i e^{-W(R_{iv})}$$

$$\overline{Q(t)} = \sum_v^{N_A} Q_v(t) \cdot P_v$$

P_v = Wahrscheinlichkeit für das Auftreten der v -ten Donator Verteilung.

$$P_v = \prod_i P_v(R_{iv}) = \prod_i \frac{4\pi R_{iv}^2}{4\pi r_v^3}$$

r_v = Radius der Donator-Wolke.

$$\overline{Q(t)} = \sum_v^{N_A} \prod_i e^{-W(R_{iv})t} \cdot P_v(R_{iv})$$

Für die vorkommenden N_A - Werte $\gtrsim 10^{15}$ kann man von der $\sum_v^{N_A}$ zum Integral übergehen. Ferner nehmen wir an, daß jede Donator-Wolke die Ausdehnung des gesamten Kristalls hat, wodurch kein großer Fehler entsteht, weil $W(R)$ für große R stark gegen null geht. Die Zahl

der Donatoren in einer Wolke ist dann gleich N_D und $\frac{4\pi}{3} r_v^3$ wird gleich dem Kristallvolumen V :

$$\begin{aligned} \overline{Q}(t) &= \left(\frac{4\pi}{V}\right)^{N_D} \int \dots \int \frac{N_D}{V} e^{-W(R_i) \cdot t} \cdot R_i^2 \cdot dR_i \cdot dR_i \dots dR_{N_D} \\ &= \left[\frac{4\pi}{V} \int_0^\infty e^{-W(R) \cdot t} \cdot R^2 dR \right]^{N_D} \\ &= \left[4\pi \frac{n_D}{N_D} \cdot \int_0^\infty \left\{ 1 + (e^{-W(R) \cdot t} - 1) \right\} R^2 dR \right]^{N_D} \\ &= \left[1 + \frac{1}{N_D} \cdot 4\pi n_D \int_0^\infty (e^{-W(R) \cdot t} - 1) R^2 dR \right]^{N_D} \end{aligned}$$

Dieser Ausdruck ist von der Form :

$$\begin{aligned} \left[1 + \frac{1}{N_D} \cdot A \right]^{N_D} &= \left[1 + \frac{1}{\frac{N_D}{A}} \right]^{\frac{N_D}{A} \cdot A} = \left[1 + \frac{1}{N'_D} \right]^{N'_D \cdot A} \\ A &= 4\pi n_D \int_0^\infty \left\{ e^{-W(R) \cdot t} - 1 \right\} R^2 dR \end{aligned}$$

Da $(e^{-W(R) \cdot t} - 1)$ für große R — und nicht unsinnig lange Zeiten t — stark gegen null geht, gilt immer $A \ll N_D$ und somit $\frac{N_D}{A} \gg 1$. In Analogie zu $(1 + 1/n)^{n \cdot x} \xrightarrow{n \rightarrow \infty} e^x$ erhalten wir für $N_D \rightarrow \infty$ und $V \rightarrow \infty$, aber $\frac{N_D}{V} = n_D$

$$\overline{Q}(t) = \exp \left[4\pi n_D \int_0^\infty (e^{-W(R) \cdot t} - 1) R^2 dR \right]$$

Unser Interesse gilt dem zeitlichen Verhalten der Lumineszenzintensität $I(t)$:

$$\begin{aligned}
 I(t) &= \frac{dn(t)}{dt} = N_A \cdot \frac{dQ(t)}{dt} \\
 &= N_A Q(t) + 4\pi n_D \int W(R) e^{-W(R)t} \cdot R^2 dR \\
 &= n(t) \cdot 4\pi n_D \int_0^\infty W(R) e^{-W(R)t} \cdot R^2 dR \\
 &= n(t) \cdot \frac{1}{\tau(t)}
 \end{aligned}$$

Das Auftreten der zeitabhängigen Abklingkonstante $\tau(t)$ kennzeichnet den nicht exponentiellen Zerfall.

Literaturverzeichnis

1. W.P. Dumke, Phys.Rev. 132 , 1998 (1963).
2. Review - Articles:
M. Gershenzon , Semiconductors and Semimetals,
hrsg.v. R.K. Willardson u. A.C. Beer, Bd.2 S. 325,
Acad. Press 1966.
P.T. Landsberg , Sol.State Electr. 10 , 513 (1967).
Y.P. Varshni , phys.stat.sol. 20 , 9 (1967).
3. M.A. Gilileo , P.T. Bailey und D.E. Hill, Phys.Rev.
174 , 898 (1968).
4. Wir danken Dr. R.C.C. Leite für die Sendung eines
Vorabdruckes.
5. R.C.C. Leite , Phys.Rev. 157 , 672 (1966).
6. W.J. Turner , W.E. Reese und D.G. Pettit , Phys.Rev.
136 , A 1467 (1964).
Appl. Phys.Lett. 3 , 102 (1963).
7. O. Röder , Diplomarbeit 1969 (Veröffentlichung in
Vorbereitung).
8. R. Newman , Phys.Rev. 111 , 1518 (1958).
9. D.G. Thomas , J.J. Hopfield und K Colbow , 7th Int.
Conf.Phys.Semic. Paris 1964 , Radiative Recombination
in Semiconductors, S. 67, Dunod , Paris 1965.
10. D.G. Thomas , J.J. Hopfield , W.M. Augustyniak ,
Phys.Rev. 140 , 202 (1965).

11. H. Blume und U. Heim , Z.Ang.Phys. 21 , 482 (1966).
12. H. Blume , P. Brauer und G. Stühmer , Z.Natf. 21 ,
849 (1966).
13. D.A. Leonard , Laser Focus 3 , 26 (1967).
D.A. Leonard , IEEE - J.Quant.Electr. 3 , 133 (1967).
D.A. Leonard , Appl.Phys.Lett. 7 , 4 (1965).
E.T. Gerry , Appl.Phys.Lett. 7 , 6 (1965).
A.W. Ali , A.C. Kolb , A.D. Anderson, Appl.Opt. 6 ,
2115 (1967).
J.H. Parks , D. Ramachandra Rao und A. Javan , Appl.
Phys.Lett. 13 , 142 (1968).
J.D. Shipman , Appl.Phys.Lett. 10 , 3 (1967).
M. Geller , D.E. Altman and T.A. De Temple , Appl.Opt.
7 , 2233 (1968).
D.A. Leonard and W.R. Zinky , Appl.Phys.Lett. 12 ,
113 (1968).
K.G. Ericsson and R.L. Lidholt , Appl.Opt. 7 , 211(1968).
K.G. Ericsson and R.L. Lidholt , Ariv Fysik , 37 ,
557 (1968).
14. J.J. Hopfield , D.G. Thomas and M. Gershenzon , Phys.
Rev.Lett. 10 , 162 (1963).
15. D.G. Thomas , M. Gershenzon and F.A. Trumbore, Phys.
Rev. 133 , 269 (1964).
16. F.A. Trumbore and D.G. Thomas , Phys.Rev. 137 , 1030
(1965).
17. K. Colbow , Phys.Rev. 139 , A 274 (1965).

18. C.H. Henry , P.J. Dean and J.D. Cuthbert , Phys.Rev.
166 , 754 (1968).
T.N. Morgan , B. Welber and R.N. Bhargava , Phys.Rev.
166 , 751 (1968).
19. T.N. Morgan , Phys.Rev.Lett. 21 , 819 (1968).
20. M.R. Lorenz , T.N. Morgan , G.D. Pettit and W.J. Turner,
Phys.Rev. 168 , 902 (1968).
21. K. Colbow , Phys.Rev. 141 , 742 (1966).
22. Review - Article:
F. Williams , phys.stat.sol. 25 , 493 (1968).
23. R.C. Enck and A. Honig , Phys.Rev. 177 , 1182 (1969).
24. R. Dingle and K.F. Rodgers, Appl.Phys.Lett 14, 183 (1969).
Wir danken R. Dingle für die Sendung des Vorabdrucks
einer weiteren Arbeit.
25. R.C.C. Leite and A.E. Di Giovanni , Phys.Rev. 153 ,
841 (1967).
26. F.M. Ryan and R.C. Miller , Phys.Rev. 148 , 858 (1966).
27. J.J. Hopfield , Conference on the Physics of Semicon-
ductors, Paris 1964 , S. 725 , Dunod, Paris 1964.
28. W. Schairer und W. Graman , wird in J.Phys.Chem.Sol.
veröffentlicht.
29. Semiconductors and Semimetals , hrsg.v. R.K. Willardson
and A.C. Beer , Bd 3, S. 14, Acad.Press 1967.
30. T.S. Moss und A.K. Walton , Physica 25 , 1142 (1959).
Review - Article:
M. Balkanski and E. Amzallag , phys.stat.sol.30,407(1968).

31. O. Madelung , Physics of III-V Compounds , John Wiley and Sons 1964.
32. P.G. Eliseev , I. Ismailov und L.I. Mikhailina , Sov.Phys.- JETP Lett. 6 , 15 (1967).
33. siehe Zitat Nr. 27.
34. R.R. Sharma and S. Rodriguez , Phys.Rev. 153 , 823 (1967)
35. G. Munschy , J.Phys.Radium 28 , 307 (1967).
36. M. Suffczynski , W. Gorzkowski and R. Kowalczyk , Phys.Lett. 24 A , 453 (1967).
37. R.C. Casella , J.Appl.Phys. 34 , 1703 (1963).
38. R.C. Casella , J.Appl.Phys. 36 , 2485 (1965).
39. N.G. Basov , O.V. Bogdankevich , V.A. Goncharov , B.M. Lavrushin and V.Y. Sudzilovskii , Sov.Phys.-Dokl. 11 , 522 (1966).
40. N. Holonyak , M.R. Johnson , J.A. Rossi and W.O. Groves , Appl.Phys.Lett. 12 , 151 (1968).
41. J.A. Rossi , N. Holonyak , P.D. Dapkus , F.V. Williams and J.W. Burd , Appl.Phys.Lett. 13 , 117 (1968).
42. Review - Article:
V.L. Bonch-Bruевич , Semiconductors and Semimetals , hrsg.v. R.K. Willardson und A.C. Beer, Bd 1, S. 101, Acad.Press 1966.
43. J.I. Pankove , J.Appl.Phys. 39 , 5368 (1968).
44. E. Burstein , Phys.Rev. 93 , 632 (1954).
T.S. Moss , Proc.Phys.Soc. B 67 , 775 (1954).

- 45. H.C. Casey and R.H. Kaiser ; Appl.Phys.Lett. 8 , 113 (1966)
- 46. M.T. Nathan , A.B. Fowler and G. Burns , Phys.Rev.Lett.
11 , 152 (1963) und 12 , 41 (1964).
- 47. B.I. Halperin and M. Lax , Phys.Rev. 148 , 722 (1966).
- 48. J. Schaffer and F. Williams , Conference on the Physics
of Semiconductors , Paris 1964 , S. 811 , Dun~~rod~~od ,
Paris 1964.

Bild - Texte

In allen Figuren, die keine logarithmische Intensitätsskala haben, sind Kurven, die sich auf verschiedene Anregungsintensitäten oder Zeitpunkte nach einer Pulsanregung beziehen, auf gleiche Amplitude normiert und der Übersichtlichkeit halber in horizontaler Richtung gegeneinander versetzt.

Fig. 1. Photolumineszenzspektren zweier InP Proben bei $1,8^{\circ}$ K. (He-Ne Laser Anregung)

Fig. 2. Querschnitt durch den N_2 -Laser

a. Laserkanal mit N_2 -Füllung

b. Plexiglaswände

c. Al - Elektroden

d. Dichtungsschnüre

e. Al - Gehäuse

f. Kühlwasserleitung

g. Teflonisolierung

h. Innenleiter des Hochspannungskabels mit Isolierung

i. Messingrohr

k. Außenmantel des Hochspannungskabels

Fig. 3. Schaltplan des Hochspannungsgerätes und des Entladekreises mit Kondensator und Funkenstrecke.

Fig. 4. Schaltplan des Triggergerätes

Fig. 5. Querschnitt durch die Funkenstrecke

- a. Glasrohr
- b. Drehteile aus Messing
- c. Kupferelektroden
- d. Zündkerze (Mittелеlektrode aus Platin)
- e. Zündelektrode für die Triggerung
- f. Tombakschlauch (variabler Elektodenabstand)
- g. Autoreifenventil

Fig. 6. Oszillographen - Aufnahmen von Laser- und Lumineszenzimpulsen. Die Rastereinheit beträgt 1 cm .

- a. N_2 - Laser Impuls, 5 nsec/cm . Aufgenommen mit Photodiode und 1S1 Sampling-Einschub
- b. Wie a., aber nach längerem Gebrauch des Lasers.
- c. Wie a., aber mit Tektronix 585 Oszillograph und Einschub Typ 82 aufgenommen. 10 nsec/cm.
- d. Lumineszenzimpuls der Probe 38_{2R} bei $8840 \text{ \AA}$, 20° K und voller Anregungsintensität des N_2 -Lasers. Multiplier 56 CVP, 1S1 Sampling, 5 nsec/cm .
- e. Wie d., aber bei $8770 \text{ \AA}$ und nach Abschwächung des N_2 -Lasers um einen Faktor 31 aufgenommen.

Fig. 7. Blockbild der Impuls - Meßanordnung.

Fig. 8. Die Bande B der Probe 38_{2R} bei $1,8^\circ \text{ K}$ für drei verschiedene Anregungsintensitäten bei He-Ne Laser Anregung. Der höchsten Anregungsintensität $9 \cdot 10^3 \times I_0$ entsprechen $10^{21} \text{ Photonen/cm}^2 \text{ sec}$.

Fig. 9. Abhängigkeit der integrierten Intensitäten der Bande B und der Bande A (integriert über alle Linien) von

der Anregungsintensität des He-Ne Lasers.

Die Maßstäbe für die Intensität der Bande B und der Bande A sind gleich.

Fig. 10. Spektren (Bande B) der Probe M_2 bei $1,8^\circ \text{ K}$ zu verschiedenen Zeiten nach der Anregung mit dem N_2 -Laser.

Fig. 11. Wie Fig. 10., aber Probe 29_1 .

Fig. 12. Wie Fig. 10., aber Probe L_1 . In dieser Figur sind die Intensitäten der Spektren in den richtigen Intensitätsverhältnissen logarithmisch aufgetragen.

Fig. 13. Wie Fig. 10., aber Probe L_1 bei $20,3^\circ \text{ K}$.

Fig. 14. Verschiebung $\Delta \lambda$ des Maximums der Bande B in Abhängigkeit von der Zeit nach der Pulsanregung für Probe M_2 . Die Verschiebung wird auf den Zeitpunkt $t = 20 \text{ nsec}$ bezogen, zu dem die Bande A weitgehend abgeklungen ist.

Fig. 15. Abklingen der Bande B nach Puls-Anregung mit dem N_2 -Laser für die Proben L_1 und M_2 bei $1,7^\circ \text{ K}$. Die durchgezogenen Kurven entsprechen der angenähten Theorie (Anhang S. 46). Die Anpassungsparameter sind in die Figur eingetragen.

Fig. 16. Intensität der Bande B in Abhängigkeit von der Anregungsintensität bei N_2 -Laser Anregung. Probe L_1 , $1,7^\circ \text{ K}$.

Fig. 17. Die kantennahe Emission der Probe 38_{2R} bei $1,8^\circ \text{ K}$ für drei verschiedene Anregungsintensitäten mit

dem He-Ne Laser. Der höchsten Anregungsintensität $180 \times I_0$ entsprechen 10^{21} Photonen/cm²sec.

Fig. 18. Die Intensität I der 1,4165 eV Linie in Abhängigkeit von der Anregungsintensität I_a bei He-Ne Laser Anregung. Probe 38_{2R} , 1,8° K. Die unterbrochen gezeichnete Kurve ergibt sich, wenn man den von der verbreiterten 1,4123 eV Bande herrührenden Untergrund abzieht.

Fig. 19. Wie Fig. 17, aber Probe M_{22} .

Fig. 20. Die kantennahe Emission der Probe M_{22} für drei verschiedene Temperaturen bei geringer Anregungsintensität mit dem He-Ne Laser.

Fig. 21. Die kantennahe Emission der Probe L_1 bei 20,3° K für vier verschiedene Anregungsintensitäten bei Anregung mit dem N_2 -Laser. Der höchsten Anregungsintensität $680 \times I_0$ entsprechen $1,5 \cdot 10^{25}$ Photonen/cm²sec.

Fig. 22. Die kantennahe Emission der Probe M_2 bei 20,3° K für drei verschiedene Anregungsintensitäten bei Anregung mit dem N_2 -Laser. Der höchsten Anregungsintensität $20 \times I_0$ entsprechen $1,5 \cdot 10^{25}$ Photonen/cm²sec.

Fig. 23. Die kantennahe Emission der Probe 38_{2R} bei 1,8° K für vier verschiedene Anregungsintensitäten bei Anregung mit dem N_2 -Laser. Der höchsten Anregungsintensität $385 \times I_0$ entsprechen $1,5 \cdot 10^{25}$ Photonen/cm²sec.

Fig. 24. Die kantennahe Emission von Probe L_1 bei $20,3^\circ \text{ K}$ für drei verschiedene Anregungsintensitäten mit dem N_2 -Laser. Der höchsten Anregungsintensität $5 \times I_0$ entsprechen $1,5 \times 10^{25} \text{ Photonen/cm}^2 \text{ sec}$. Die Intensitäten der Kurven sind in den richtigen Verhältnissen logarithmisch aufgetragen.

In dem Ausschnitt rechts oben ist die Intensität der neuen Bande in Abhängigkeit von der Anregungsintensität in doppelt-logarithmischem Maßstab aufgetragen.

Fig. 25. Wie Fig. 24., aber andere Stelle auf Probe L_1 angeregt. Der höchsten Anregungsintensität $300 \times I_0$ entsprechen $1,5 \times 10^{25} \text{ Photonen/cm}^2 \text{ sec}$. Die Paarbande ist bei einigen Anregungsstufen miteingezeichnet.

Fig. 26. Intensität der Paarbande, des Donator-Valenzband Überganges und der neuen $1,407 \text{ eV}$ Bande in Abhängigkeit von der Anregungsintensität der Probe L_1 bei $20,3^\circ \text{ K}$. Die Daten sind aus Fig. 25 entnommen. Der zur höchsten Anregungsintensität gehörende Punkt bei der Paarbande ist zweimal eingetragen, einmal unkorrigiert(+) u. einmal korrigiert(X) bezüglich des aus der $1,407 \text{ eV}$ Bande stammenden Untergrundes.

Fig. 27. Die kantennahe Emission einer GaAs Probe ($n = 2,5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) bei $20,3^\circ \text{ K}$ für drei verschiedene Anregungsintensitäten mit dem N_2 -Laser. Der Pfeil zeigt die Lage der Emissions-Bande bei He-Ne Laser Anregung an.

Fig. 28. Auf der linken Seite der Figur sind vier Spektren einer InP-Resonator Struktur bei verschiedenen Anregungsintensitäten gezeigt. Der Strom (gemessen in A) durch eine GaAs-Laserdiode (anregende Lichtquelle) gilt als Maß für die Anregungsintensität. Das Teilbild auf der rechten Seite gibt die spektral-integrierte Intensität der InP- und der GaAs Emission in Abhängigkeit von der Stromstärke durch die GaAs Laserdiode an. Die Ordinaten-Maßstäbe für die InP- und GaAs Emission wurden so gewählt, daß die beiden Kennlinien bei kleinen Strömen gleiche Steigungen besitzen.

Fig. 29. Spektren der Probe 38_2 bei $20,3^\circ \text{ K}$ für zwei verschiedene Anregungsintensitäten mit dem He-Ne Laser. (Der Verlauf im Bereich des Maximums der Paarbande ist nicht zuverlässig bekannt, da die Aufmerksamkeit bei der Messung der kantennahen Emission galt und im fraglichen Bereich die Empfindlichkeit des Verstärkers umgeschaltet wurde).

Fig. 30. Spektrum der Probe M_2 bei $1,8^\circ \text{ K}$. He-Ne Laser Anregung.

Fig. 31. Paarbande der Probe 38_3 bei $20,3^\circ \text{ K}$. He-Ne Laser Anregung

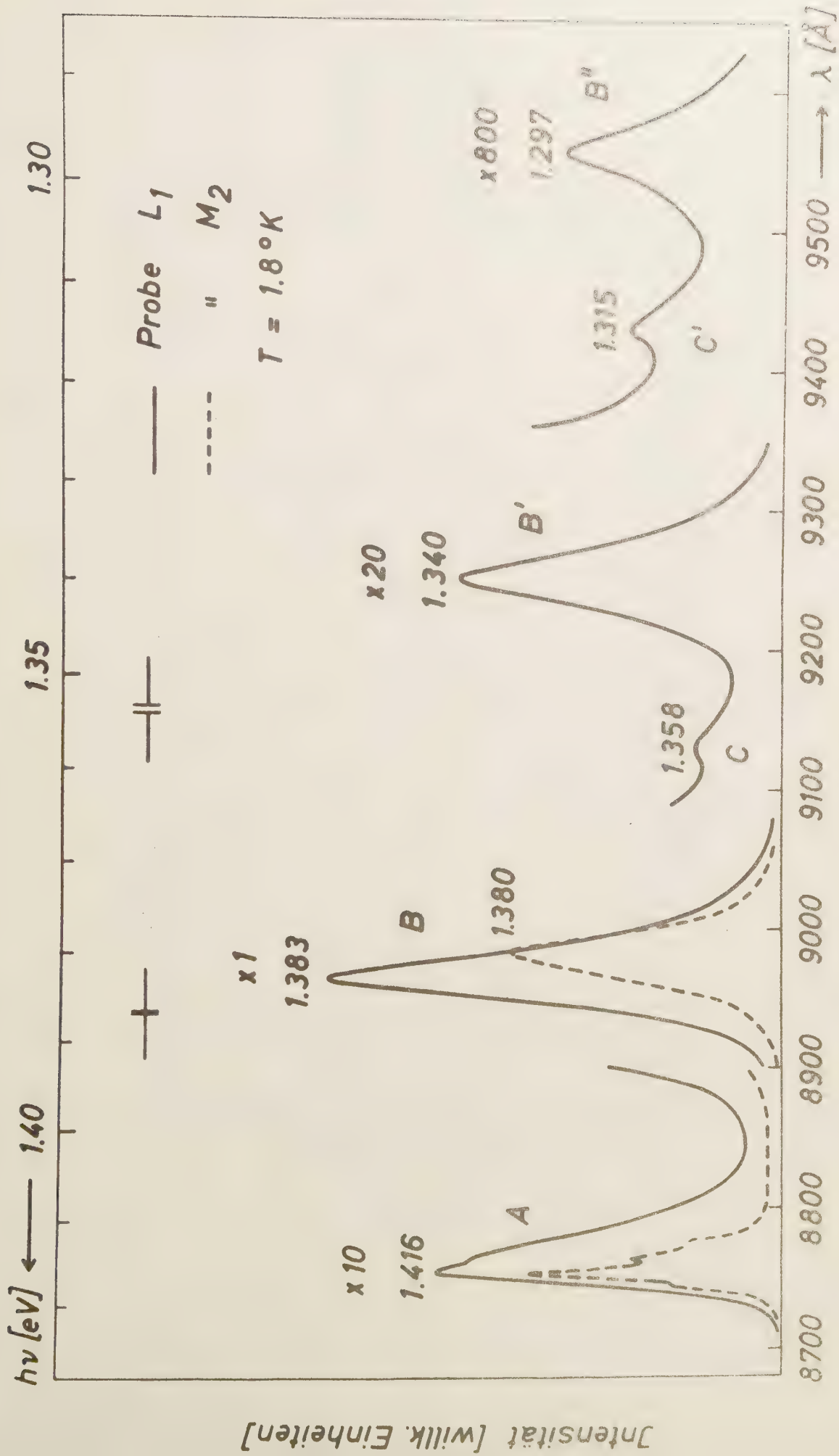


Fig. 1

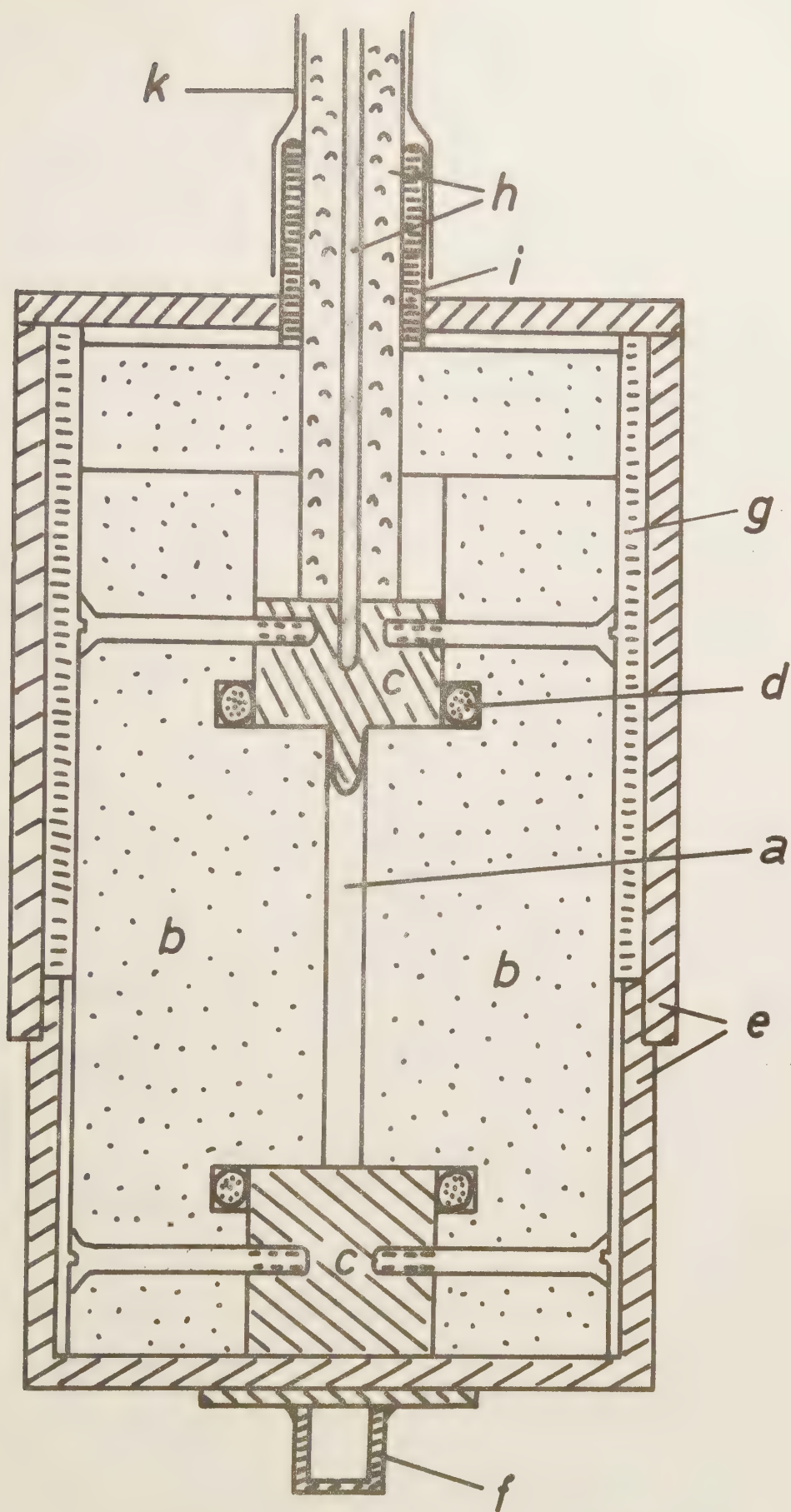
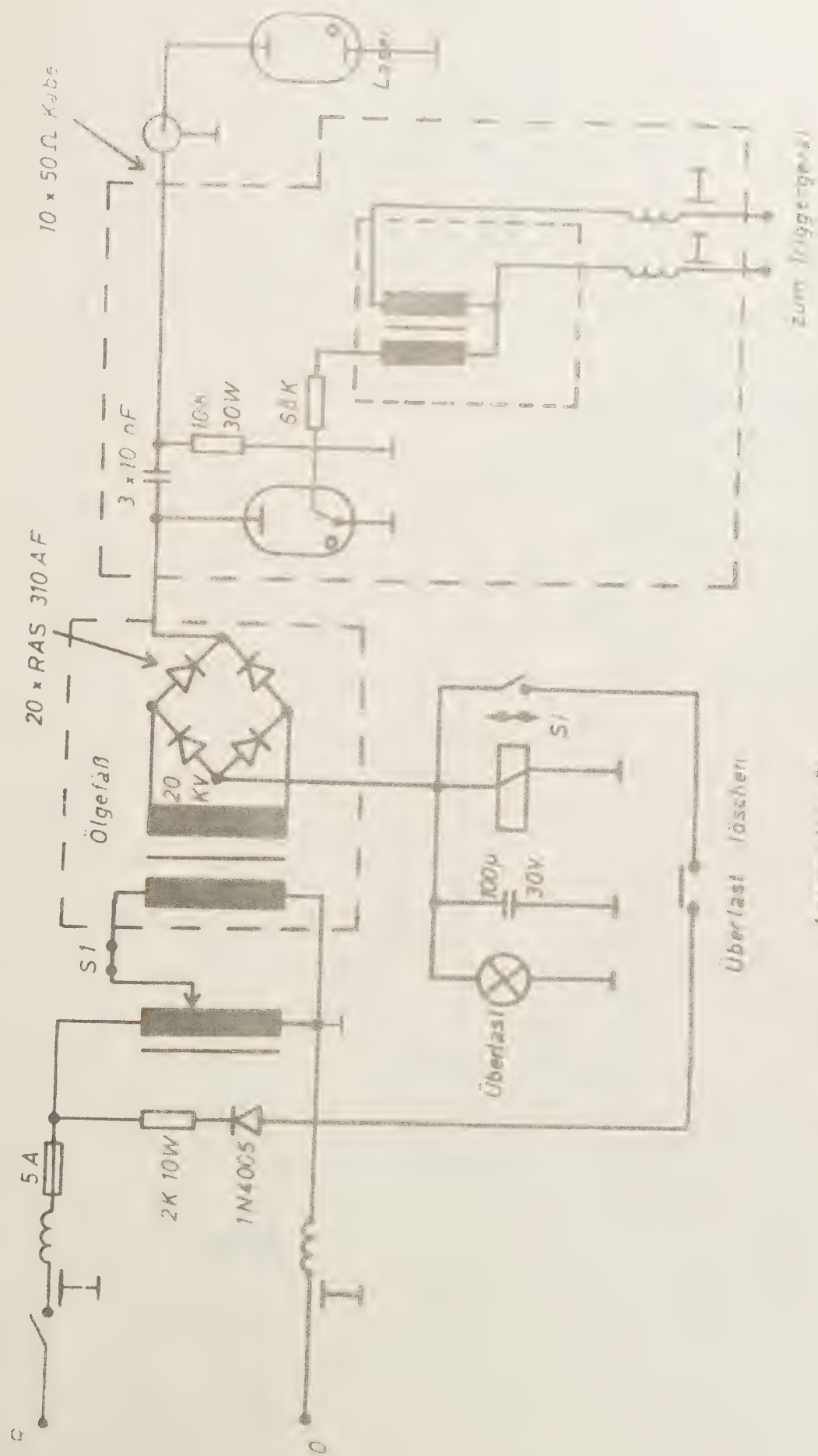


Fig. 2



Laserpulsgerät

Fig. 3

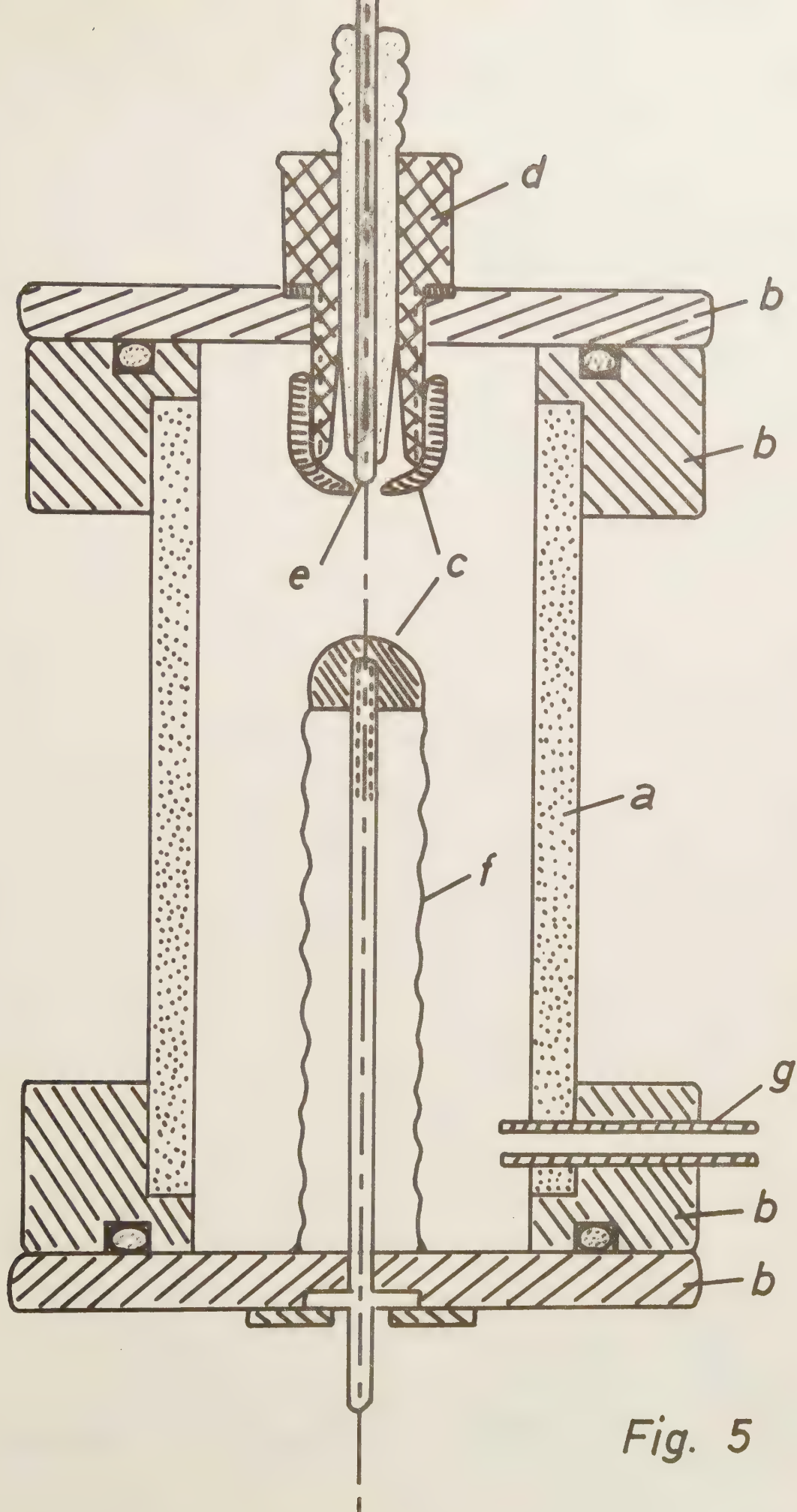




Fig. 6a

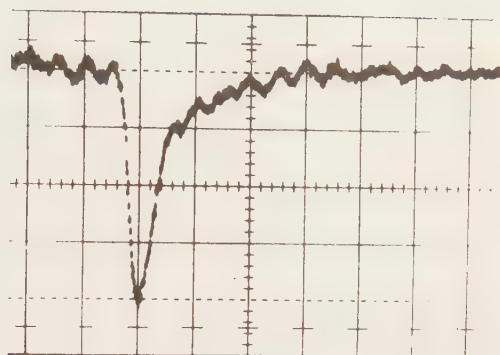


Fig. 6b

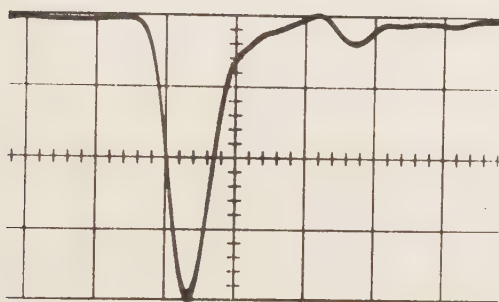


Fig. 6c

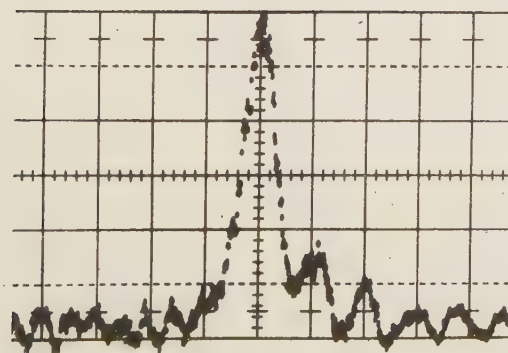


Fig. 6d

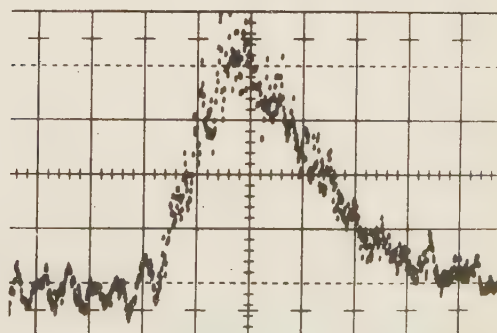


Fig. 6e

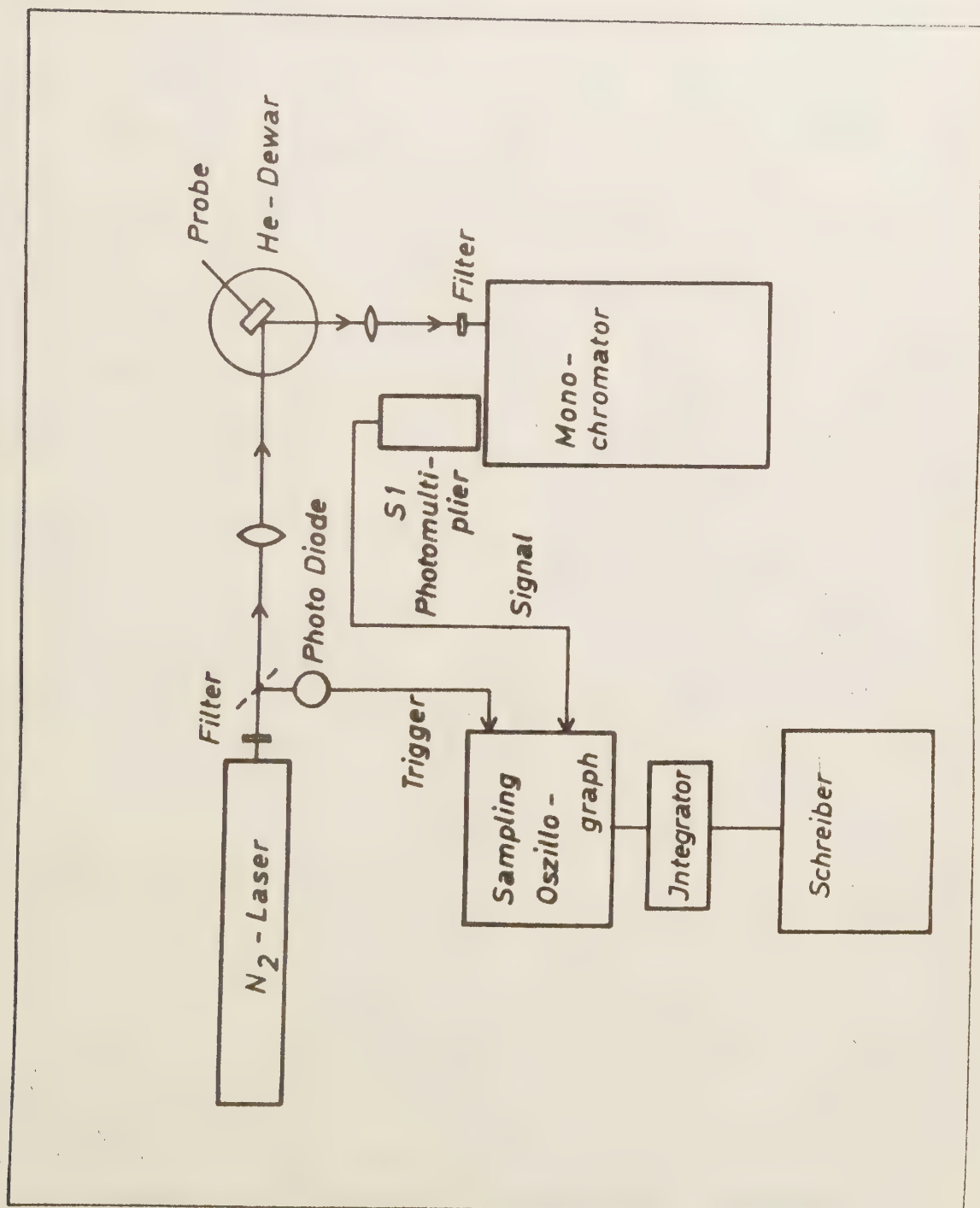


Fig 7

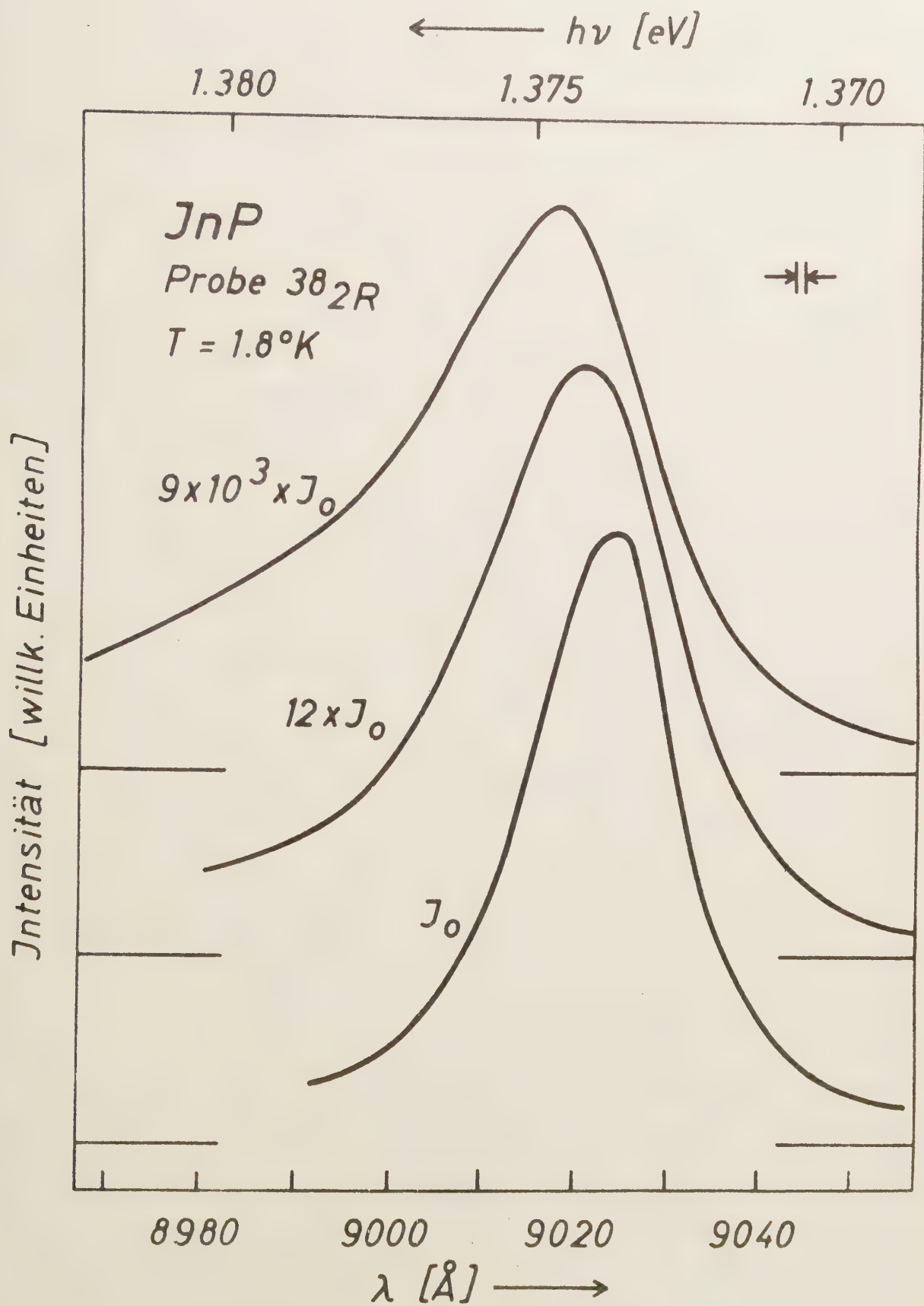


Fig. 8

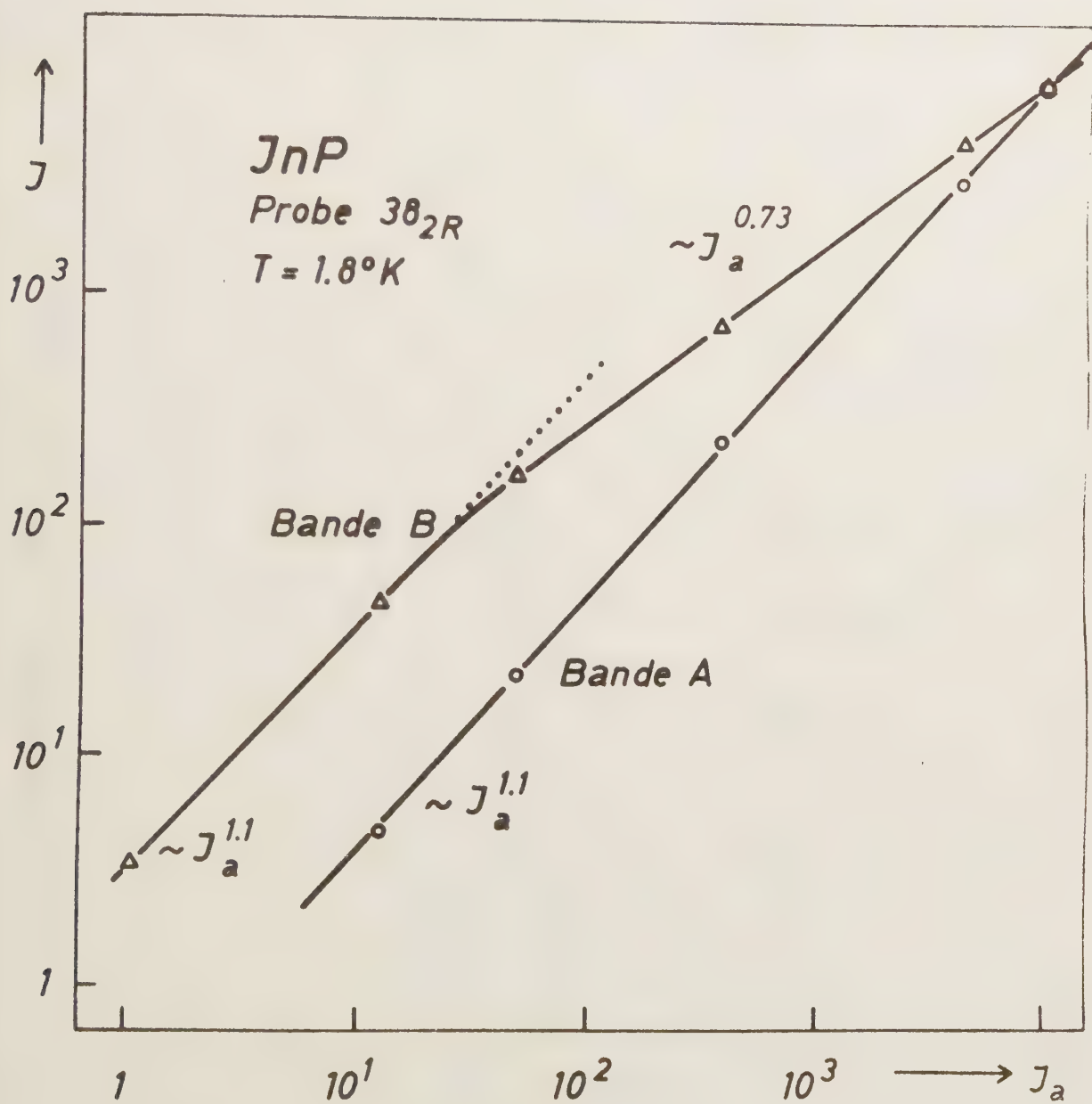


Fig. 9

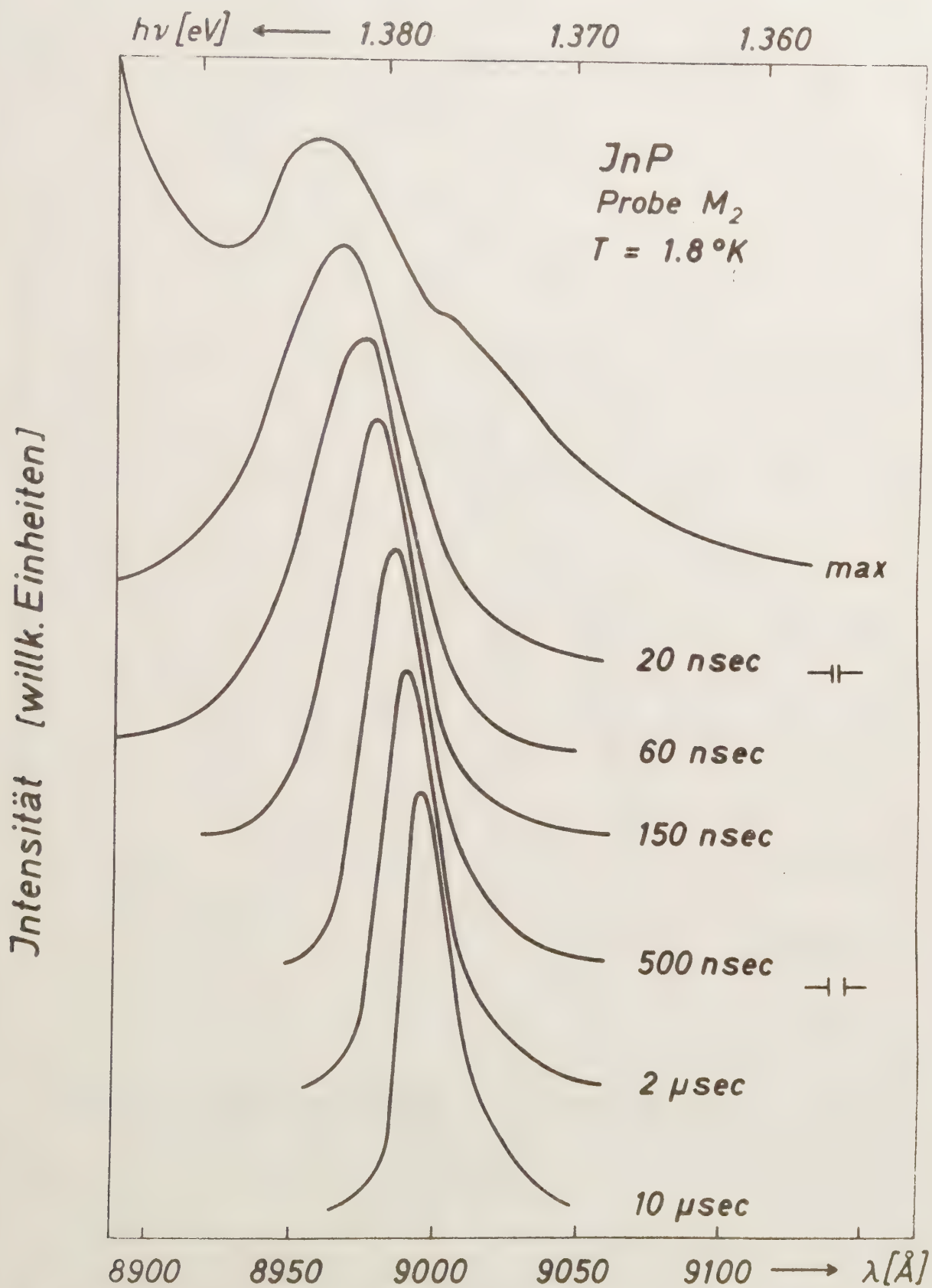


Fig. 10

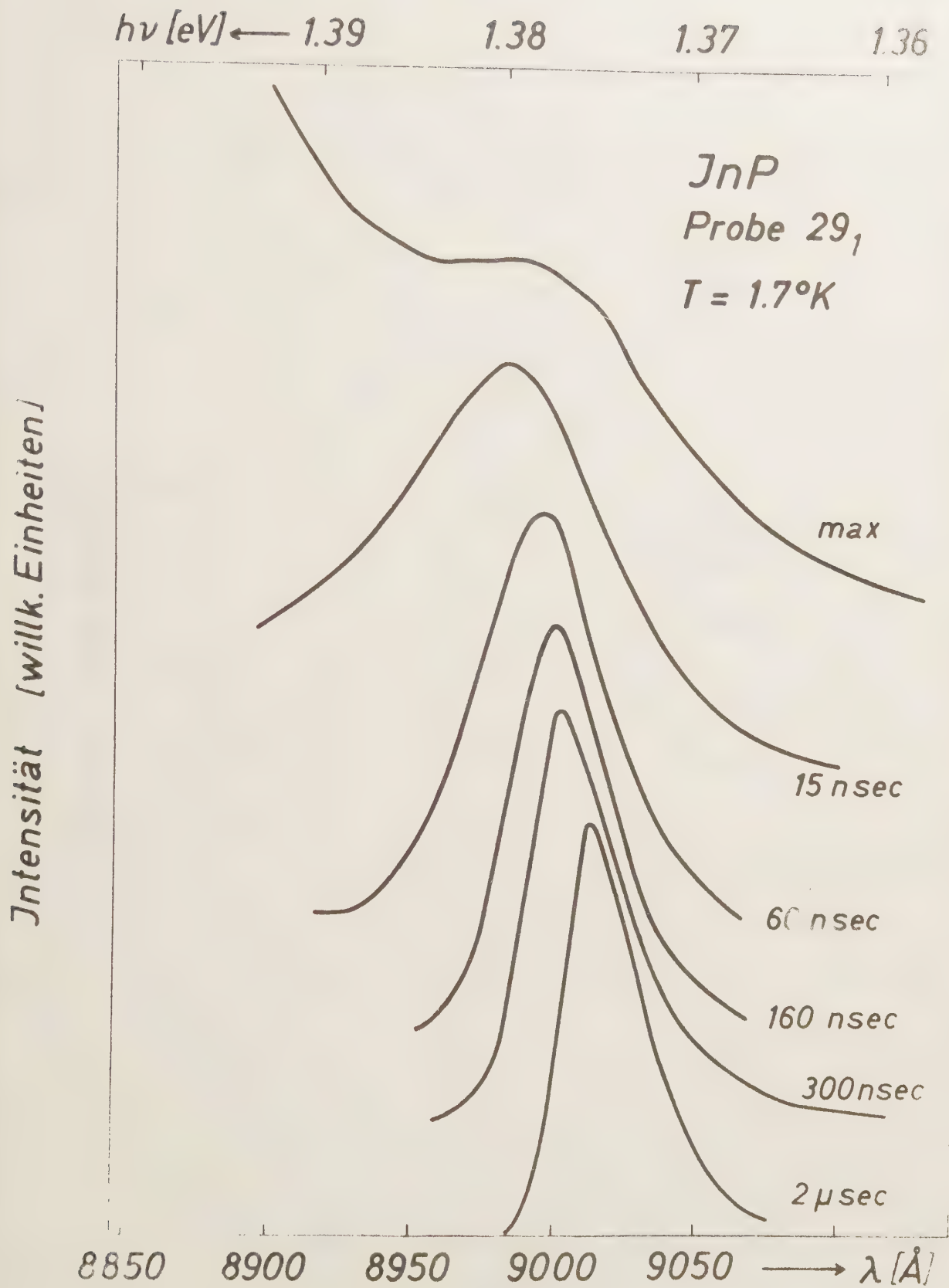


Fig. 11

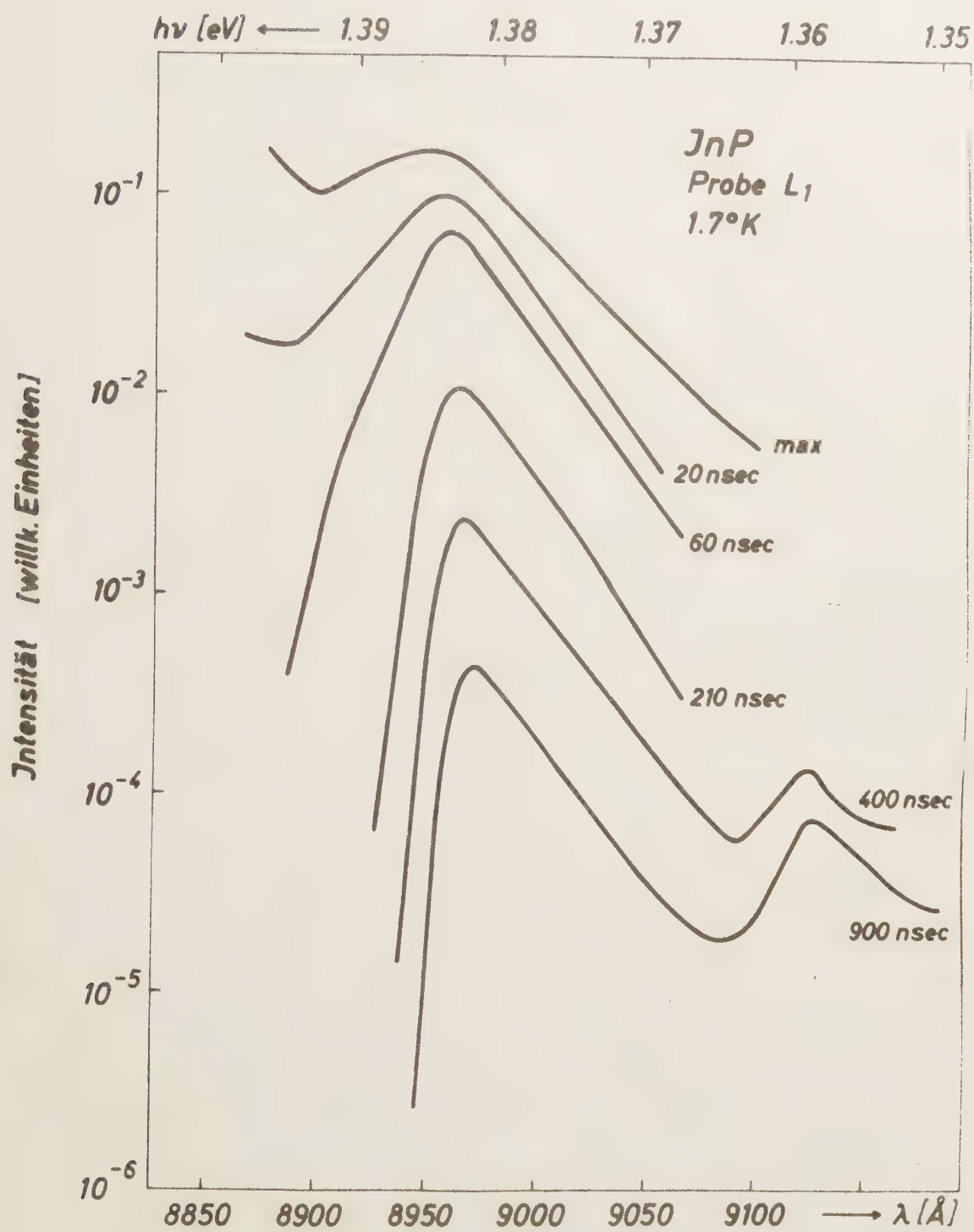


Fig. 12

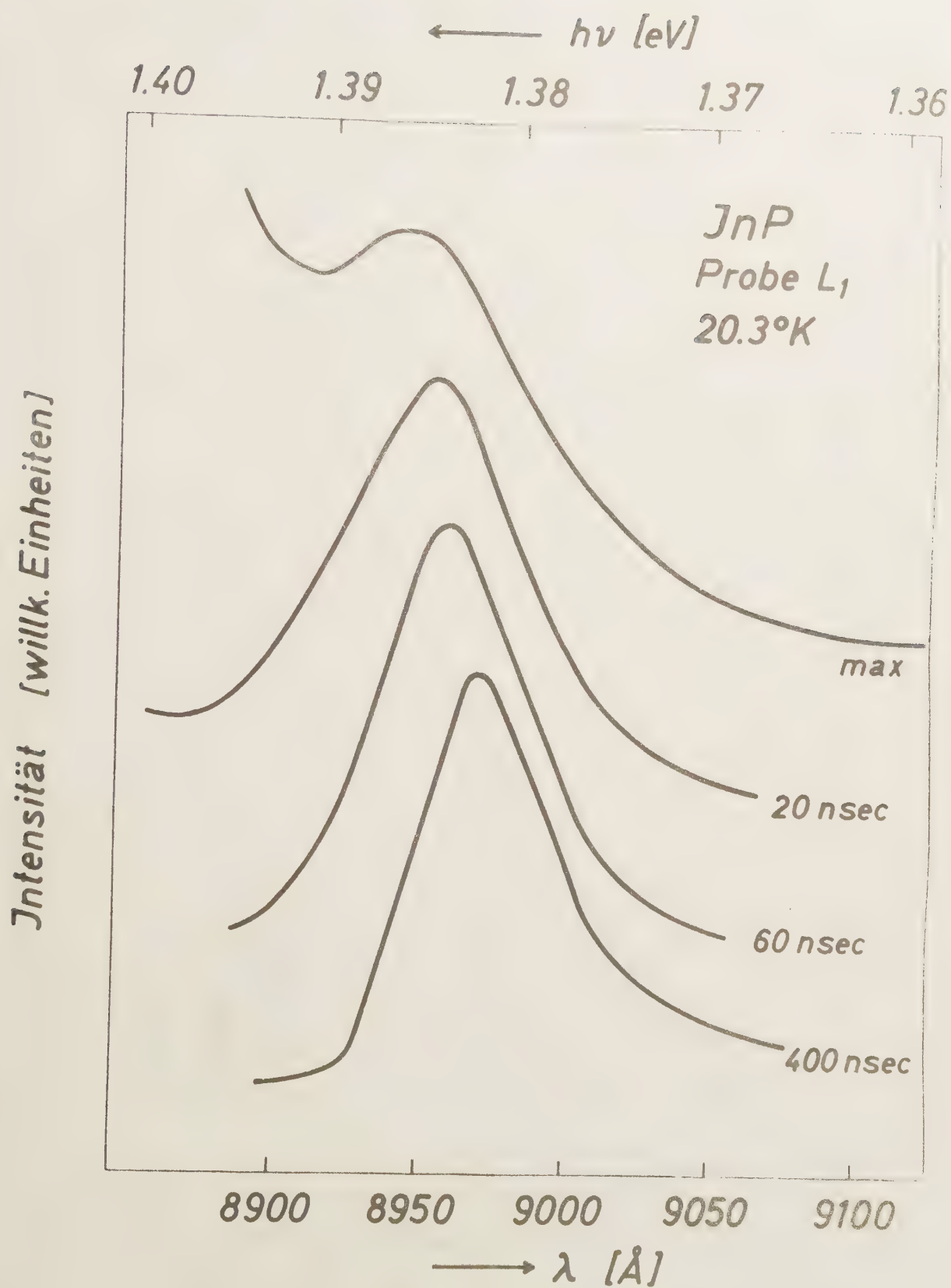


Fig. 13

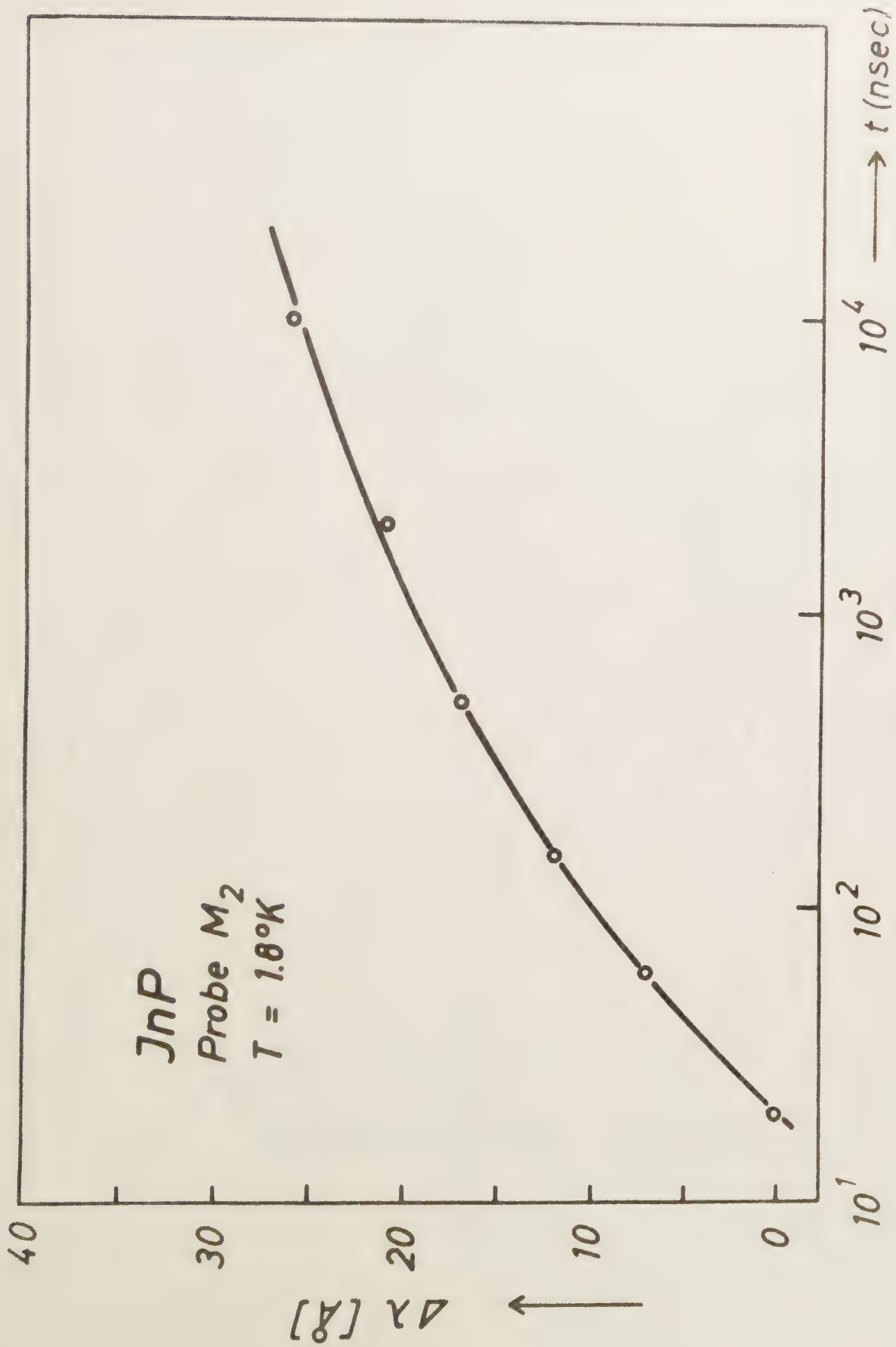


Fig 14

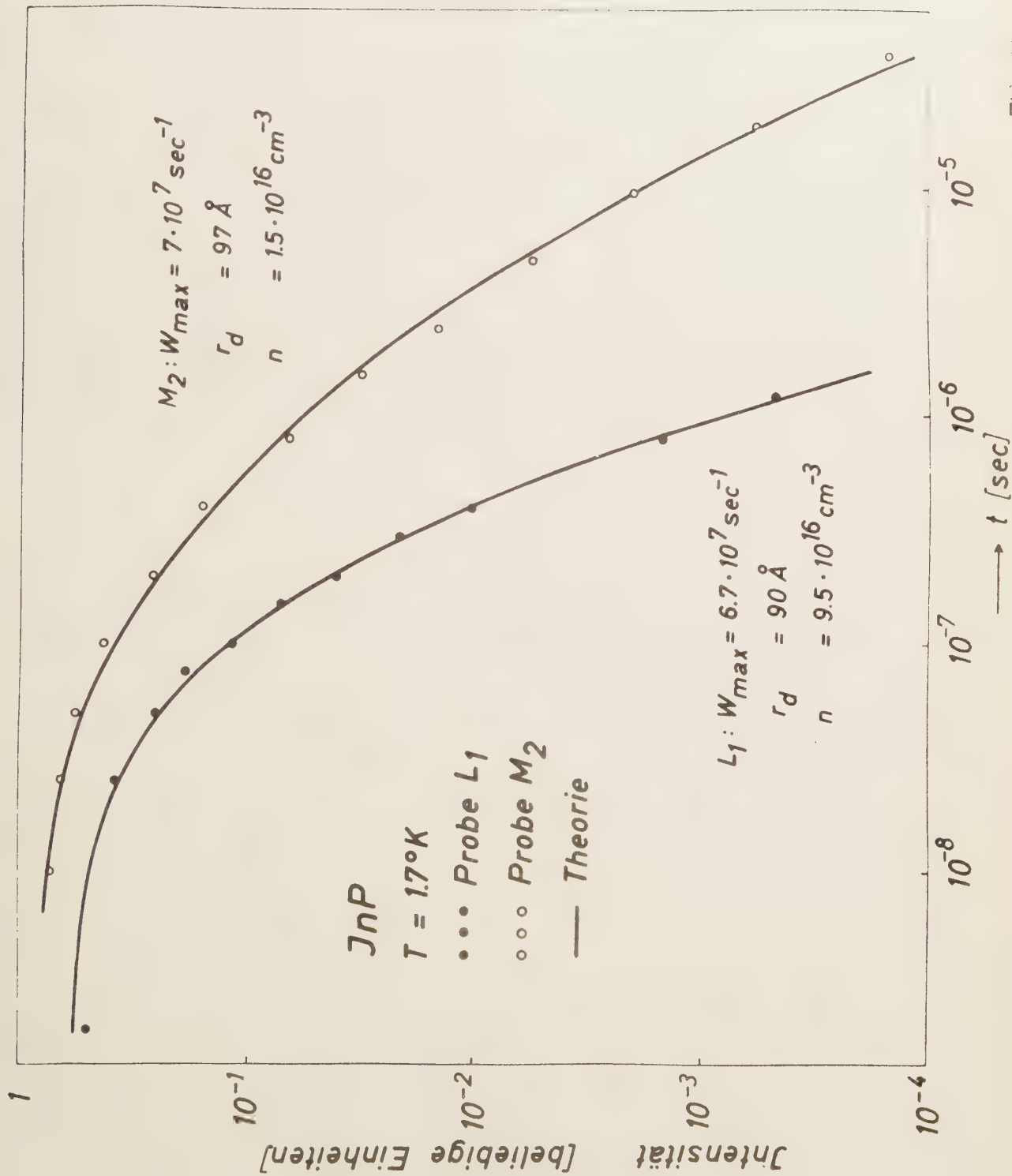


Fig. 15

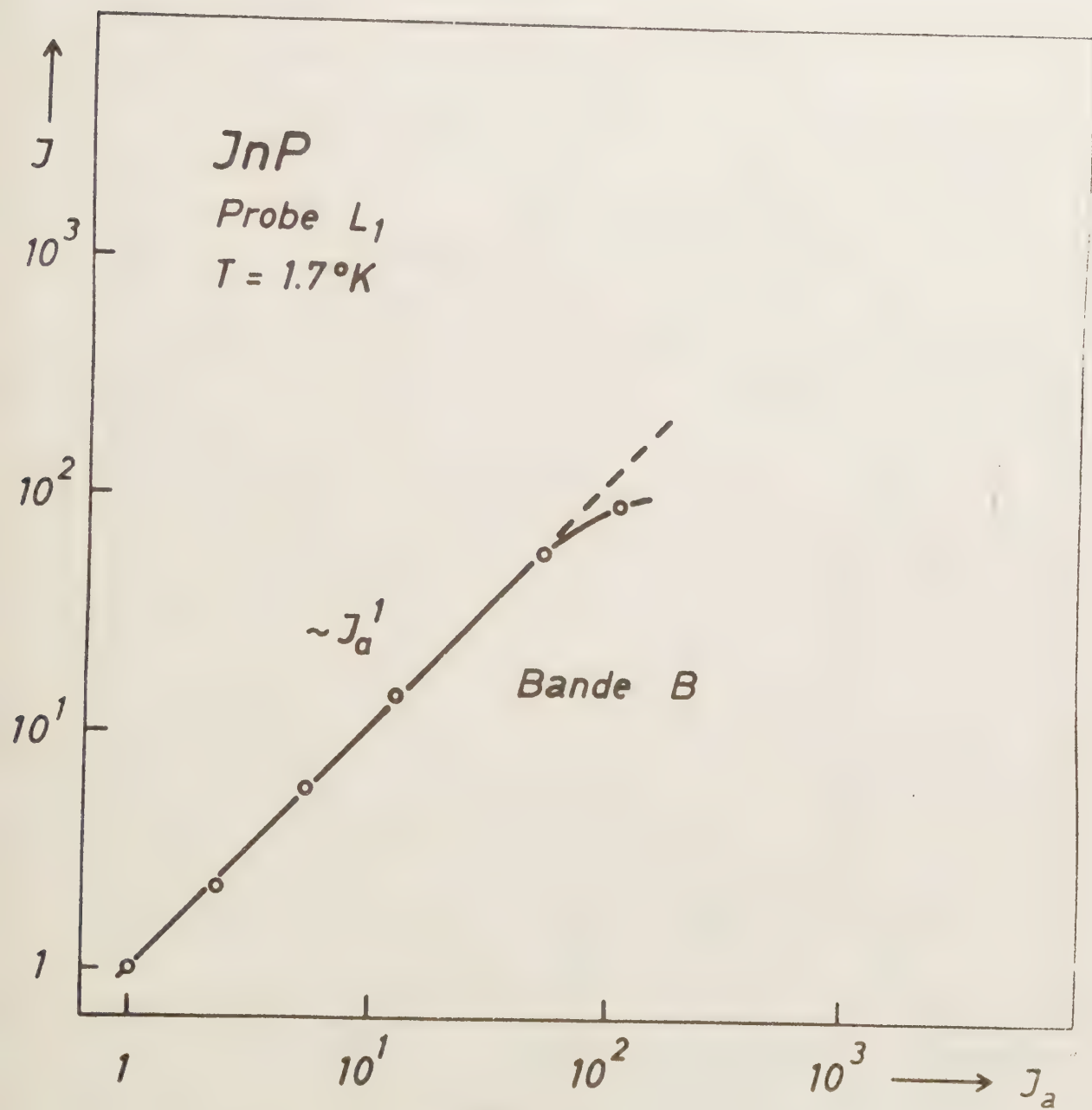


Fig. 16

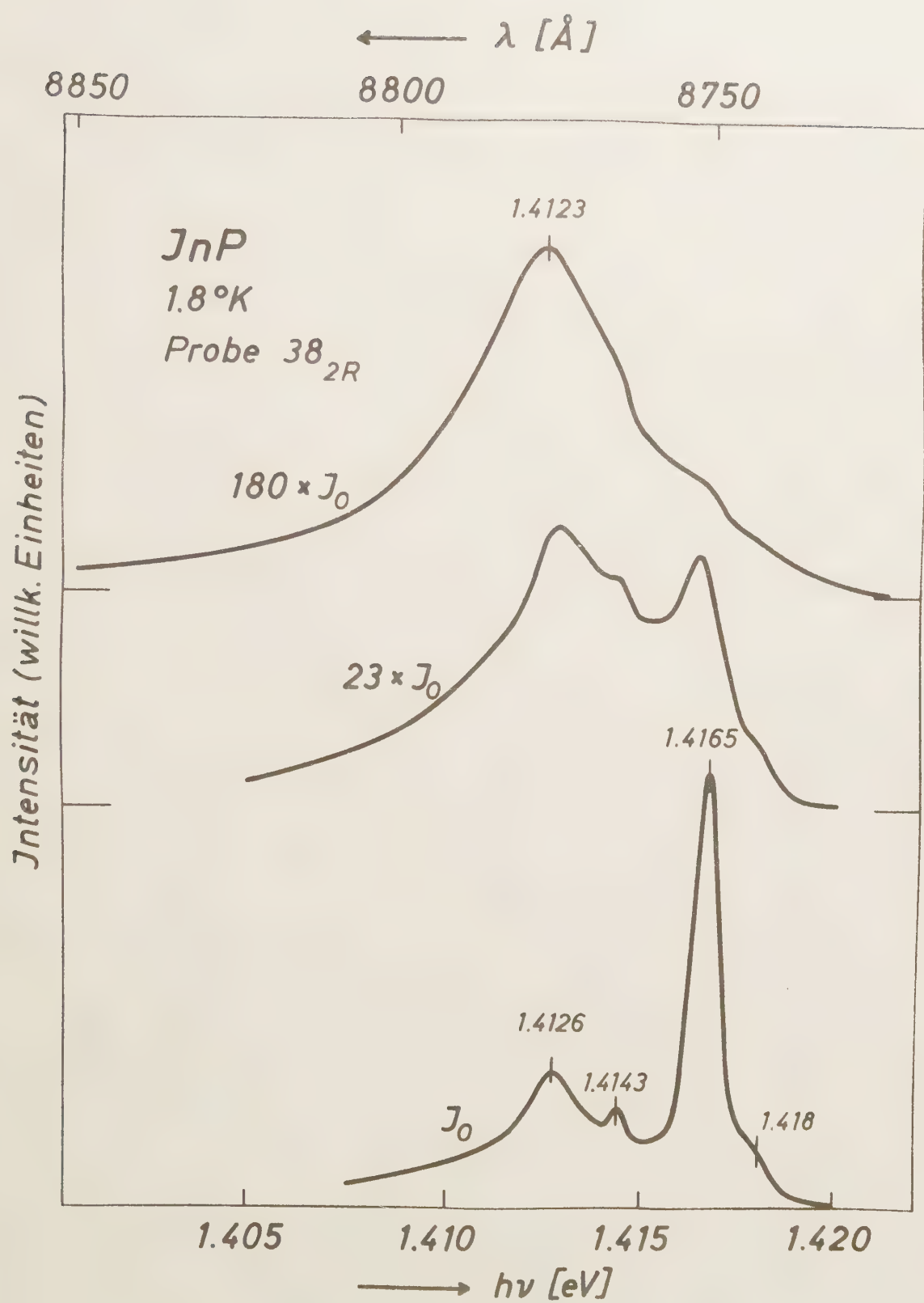


Fig. 17

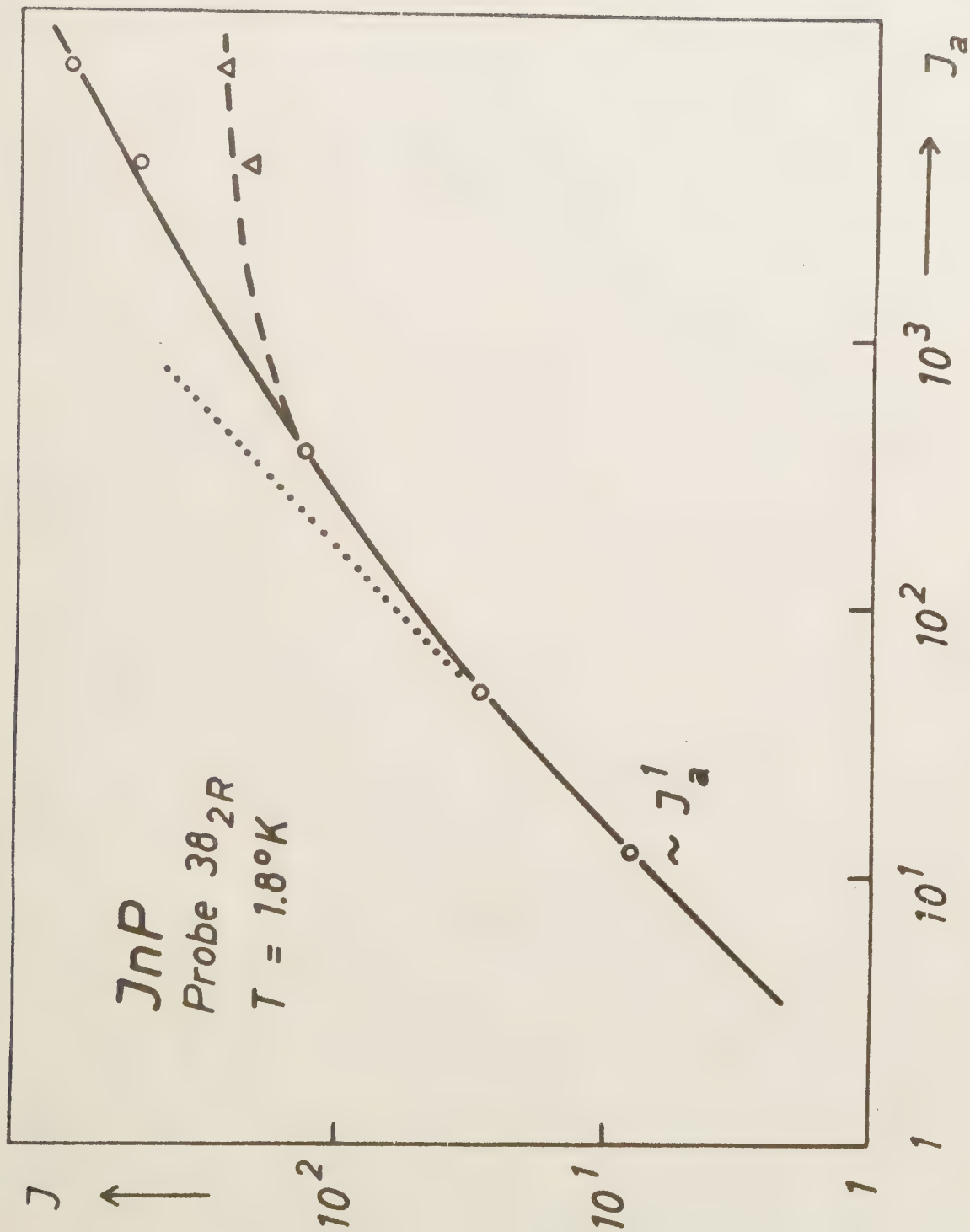


Fig. 18

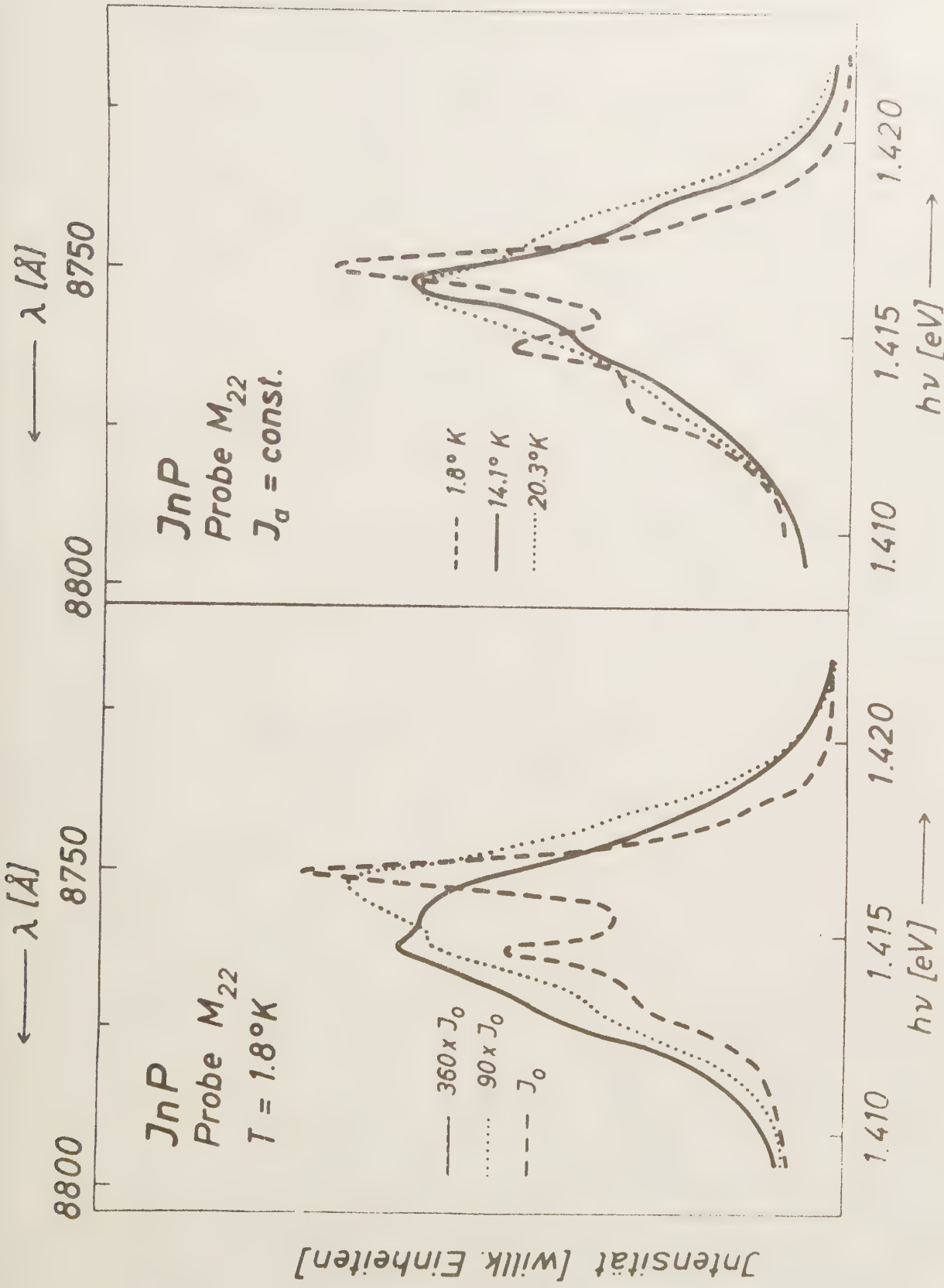


Fig. 19

Fig. 20

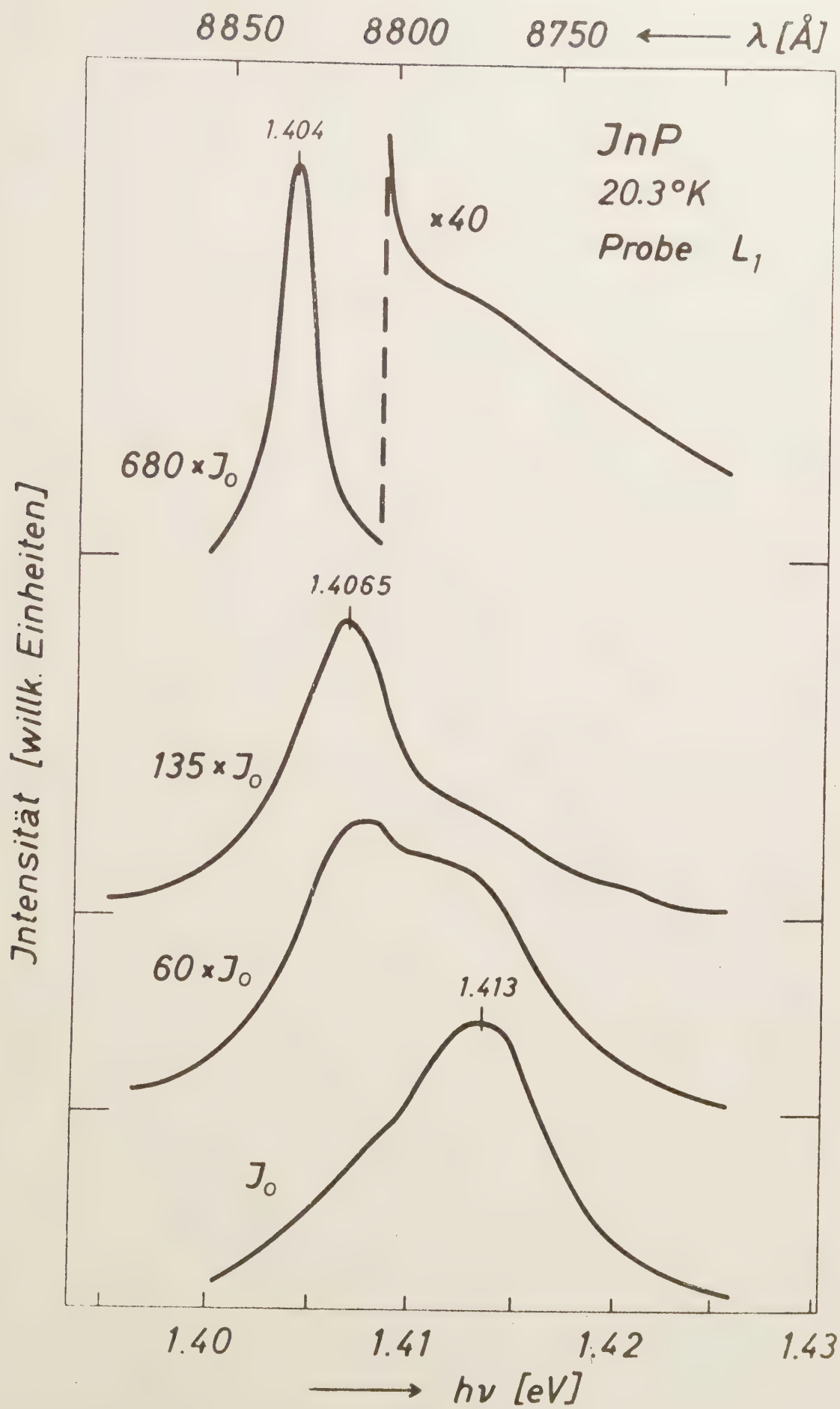


Fig. 21

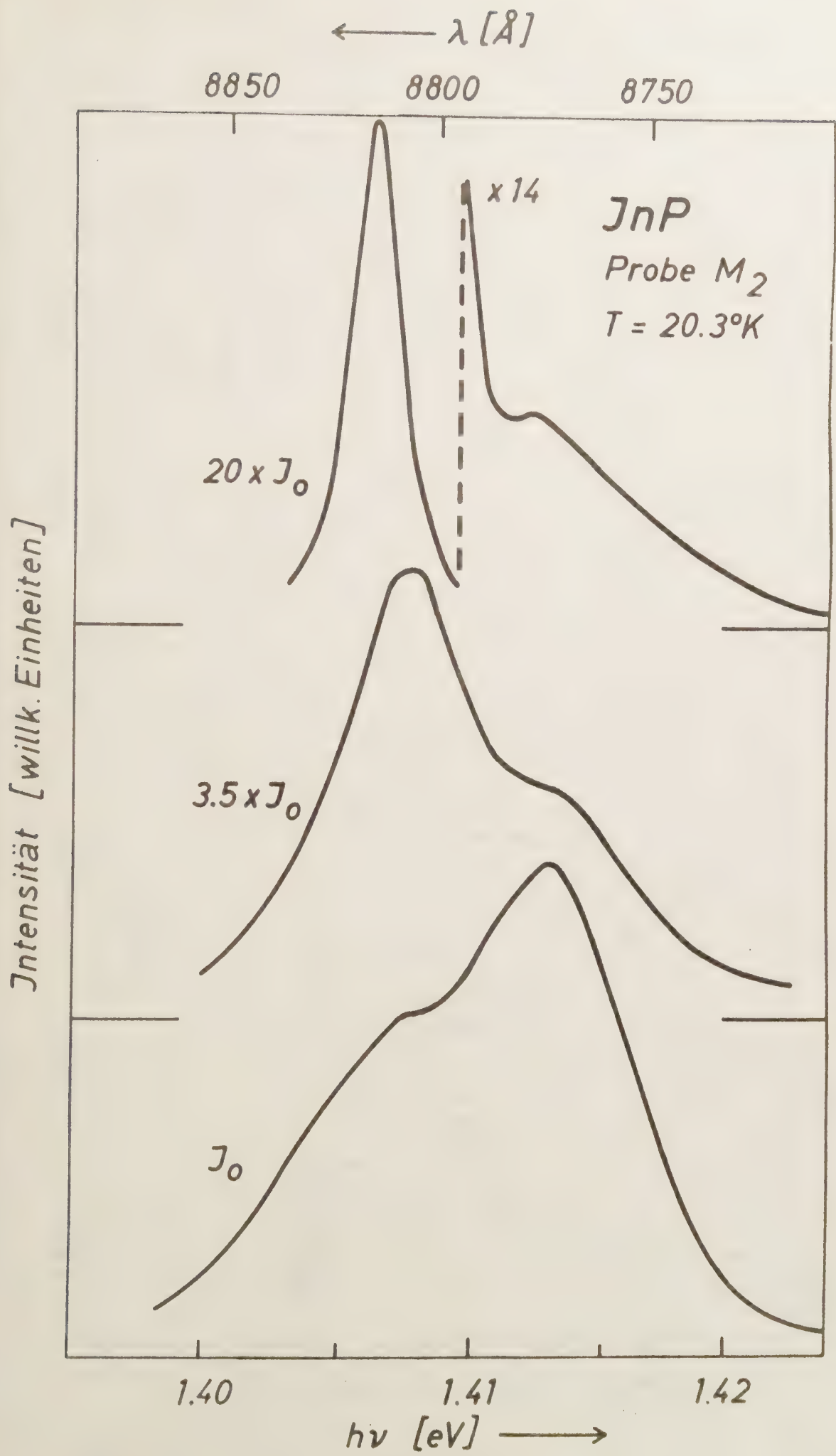


Fig. 22

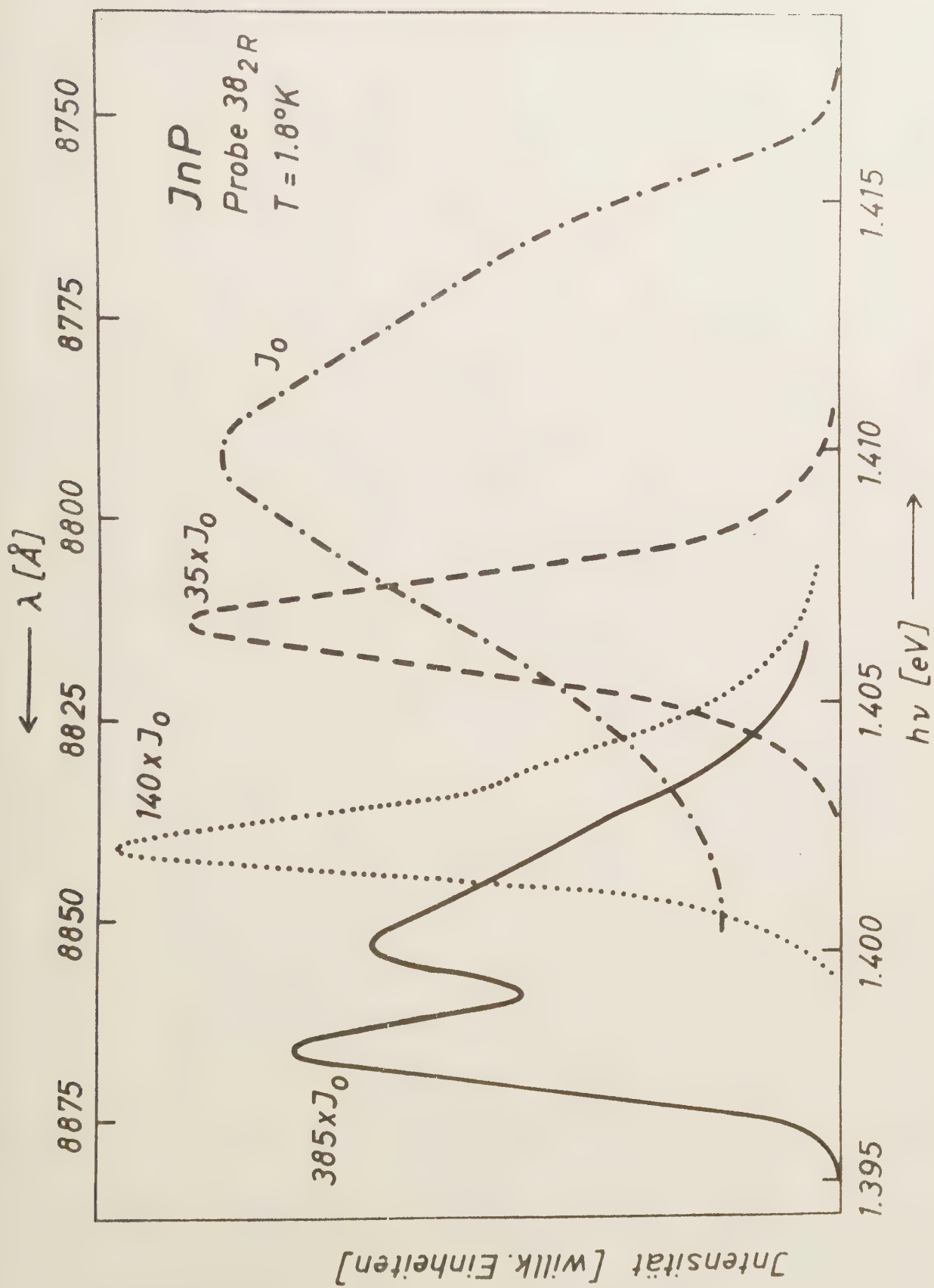


Fig. 23

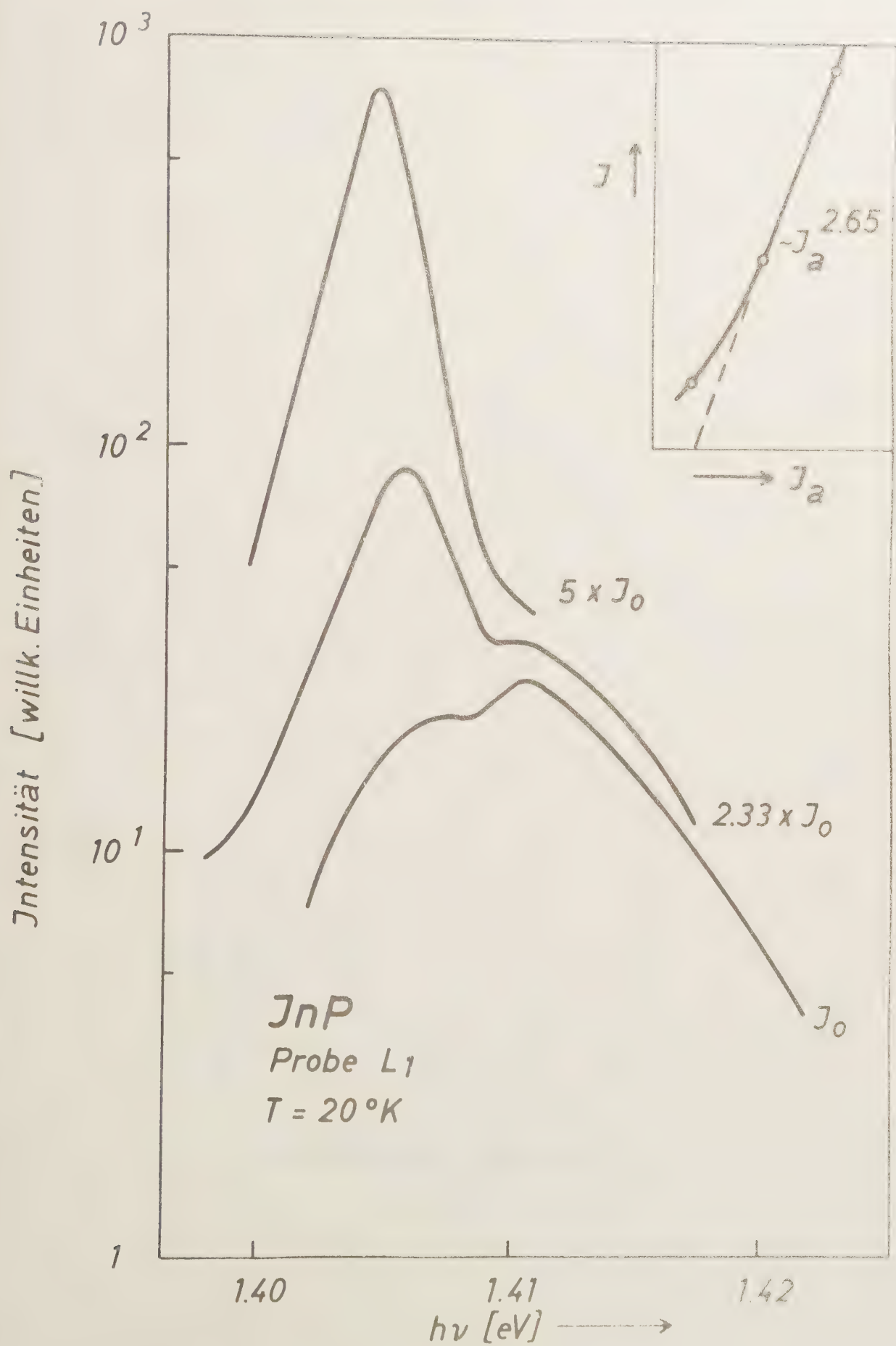


Fig. 24

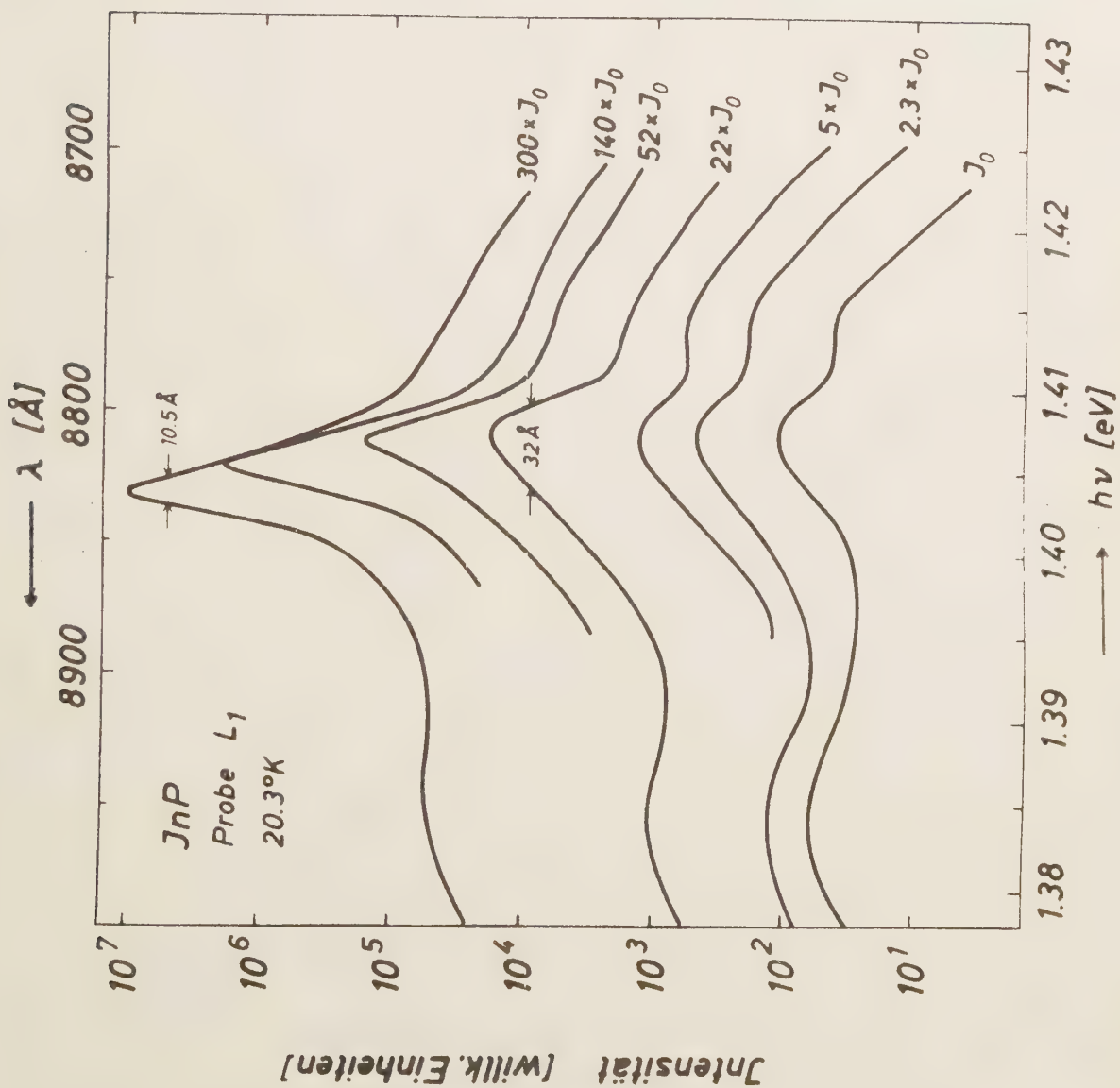


Fig. 25

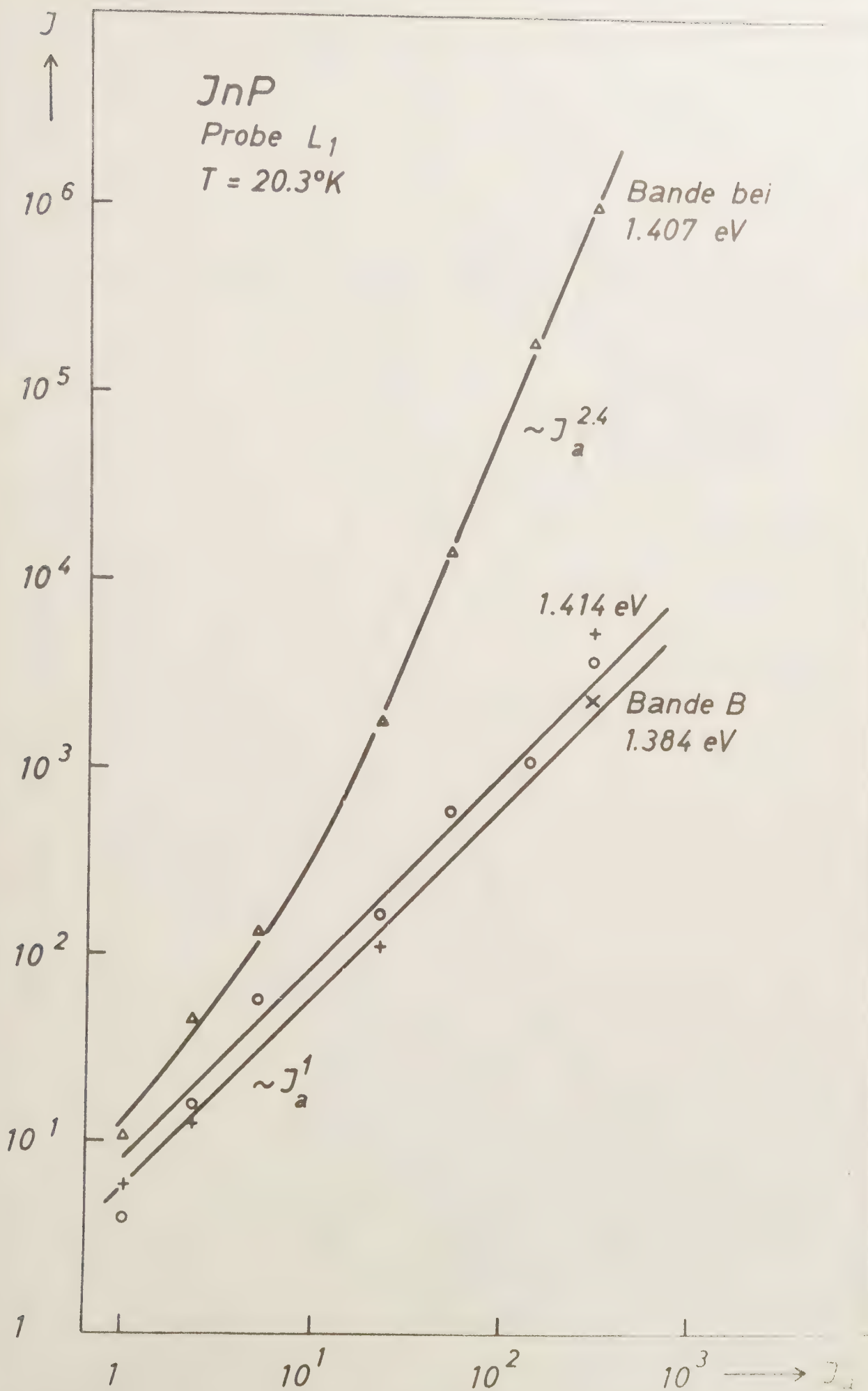


Fig. 26

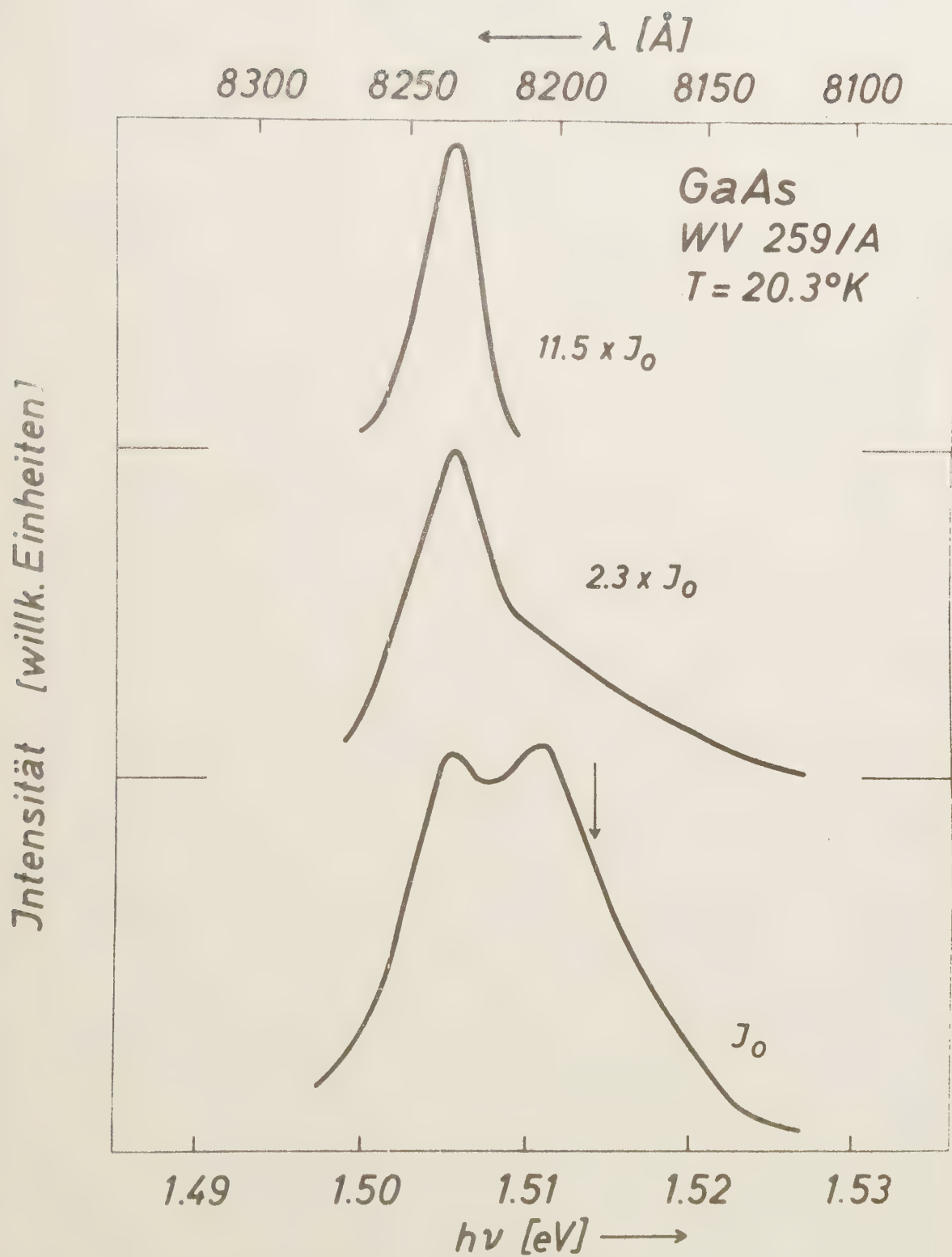


Fig. 27

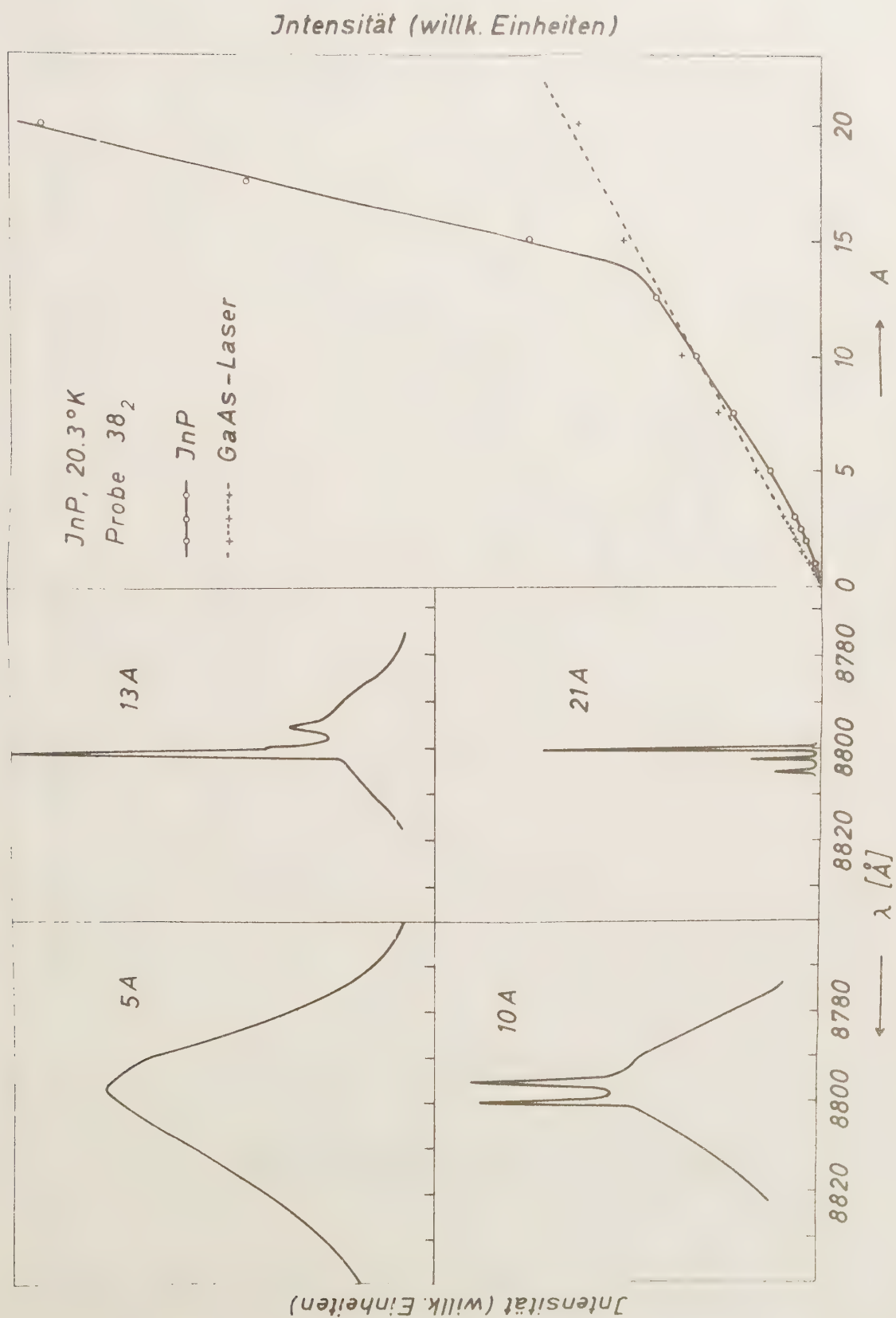


Fig. 28

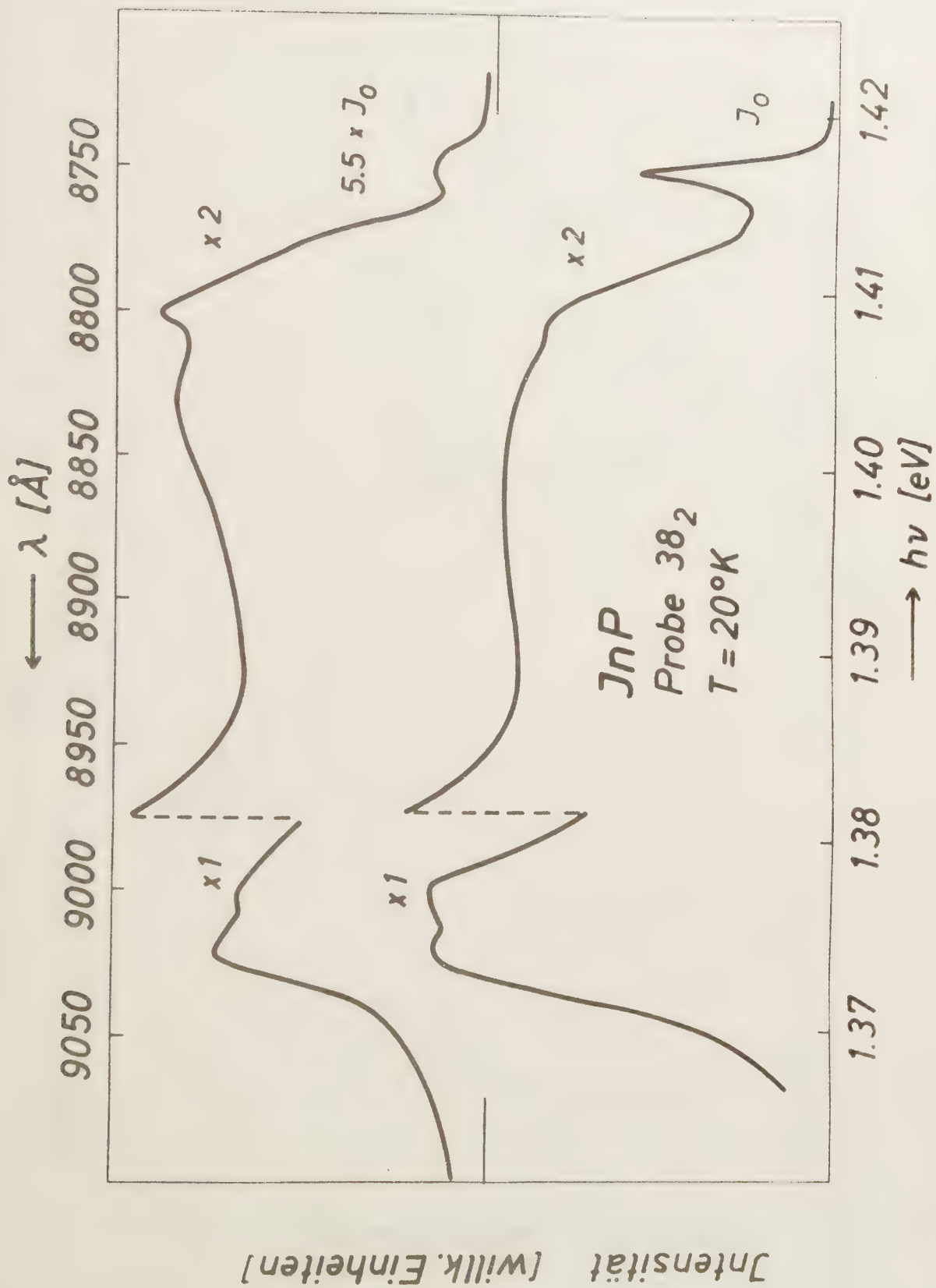


Fig. 29

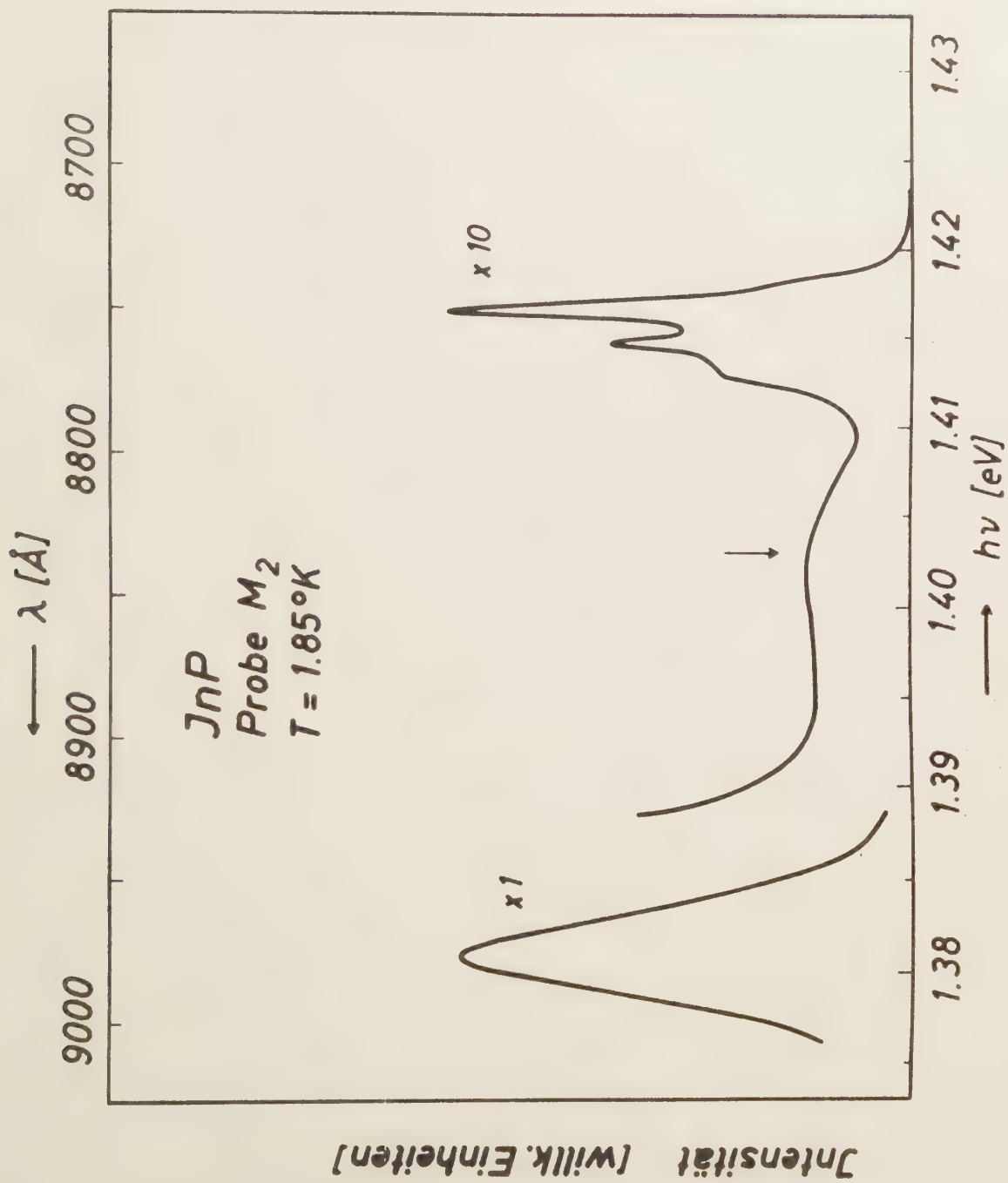
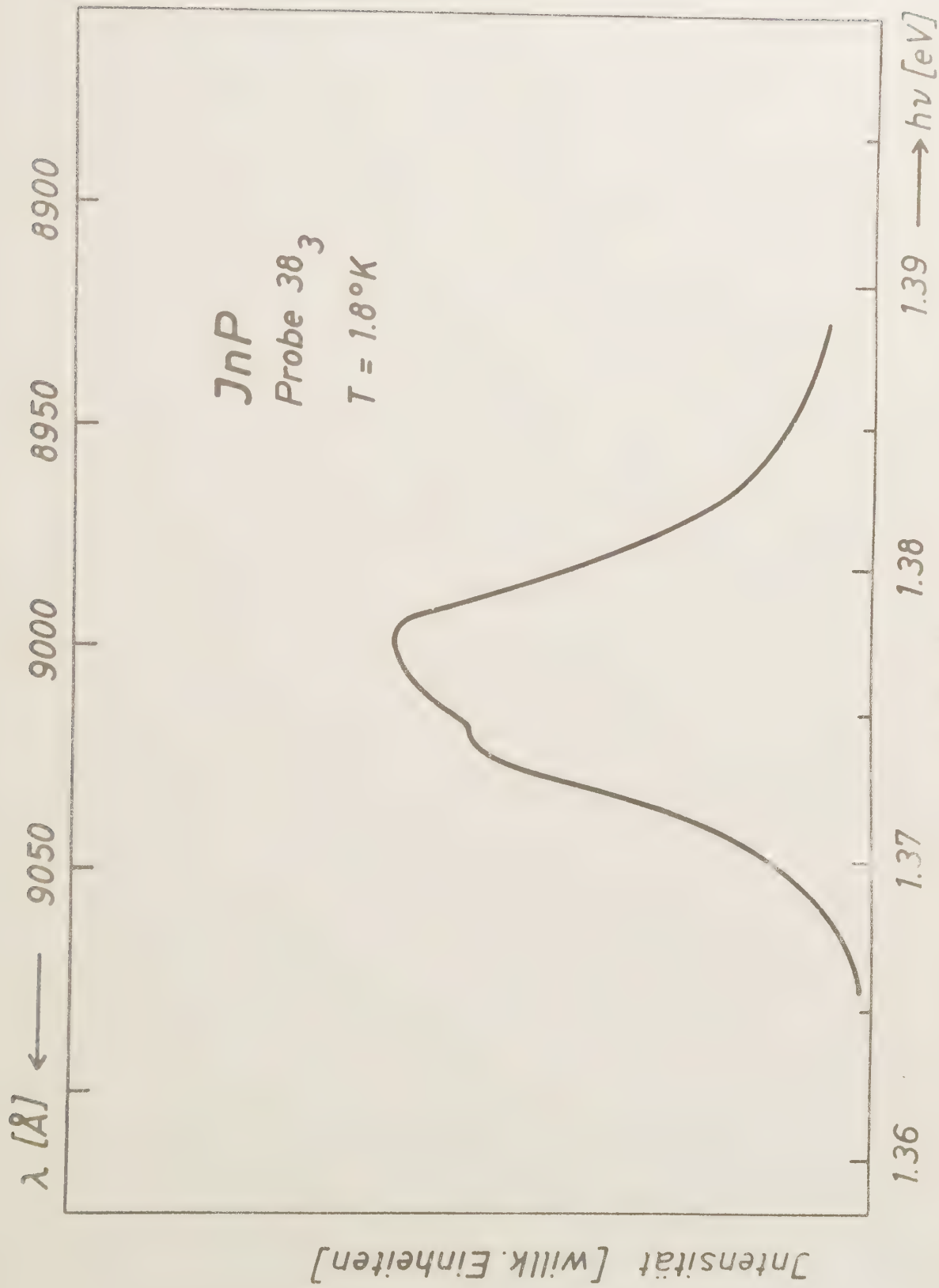


Fig. 30



Herrn Prof. H. J. Geisser, der mir ermöglicht hat, diese Arbeit am Physikalischen Institut der Universität Frankfurt durchzuführen, gilt mein ganz besonderer Dank. Ihm und Herrn Prof. M. H. Pilkuhn danke ich für viele ausgedehnte Diskussionen und hilfreiche Anregungen .

Die Durchführung der Arbeit wäre in dieser Weise nicht möglich gewesen ohne die zuverlässige Hilfe von Herrn A. Meides und der Mechanikerwerkstatt beim Bau der N_2 -Laser und von Herrn H. Vogel bei der Lösung aller elektronischen Probleme. Herrn Dipl. Phys. G. Güttler danke ich für die freundliche Unterstützung bei der Aufstellung des Rechenprogramms und insbesondere Herrn Dipl. Phys. O. Röder für die Überlassung der InP Einkristalle. Schließlich sei den Herren Dr. E. Spiller, R. Ulbrich, Dipl. Phys. R. Fischer, Dipl. Phys. W. Schairer und Dipl. Phys. H. Zetsche sowie allen anderen Institutsmitgliedern für stete Diskussionsbereitschaft und Hilfe gedankt. Zuletzt möchte ich die umfangreiche Zeichen- und Photolabortätigkeit von Frau R. Winkler dankend erwähnen.

Die Arbeit wurde mit Unterstützung der Deutschen Forschungsgemeinschaft und der Fraunhofer-Gesellschaft zur Förderung der angewandten Forschung durchgeführt. Die Rechenprogramme wurden im Rechenzentrum Darmstadt gerechnet.

Lebenslauf

Am 20.10.1937 wurde ich als Sohn des Rechtsanwaltes Justus Heim und seiner Frau Luise Heim geb. v. Aufseß in Brühl geboren.

Meine Kindheit verlebte ich wechselweise in Augsburg und Aufseß. Die ersten Gymnasial-Jahre verbrachte ich in Brühl. Im weiteren besuchte ich die Internate Bieberstein/Röhn (1952) und L.S.H. Holzminden (1953-58). Dort schloß ich 1958 die Schulzeit mit dem Abitur im altsprachlichen Zweig ab.

1958/59 diente ich ein Jahr als Wehrpflichtiger bei der Bundeswehr.

Mein Studium begann 1959 an der Universität zu Köln und führte dort bis zum Vordiplom (1962). Bis zum Diplom am 30.6. 1966 studierte ich an der Albert-Ludwigs Universität Freiburg i.Br.. Das Thema meiner Diplomarbeit bei Herrn Prof. P. Brauer lautete: "Funkenlichtquellen im nsec Bereich."

Meine Doktorandenzeit bei Herrn Prof. H.J. Queisser am Physikalischen Institut der Johann-Wolfgang Goethe Universität Frankfurt begann im Januar 1967.

In Freiburg war ich zwei Jahre, in Frankfurt ein Jahr als wissenschaftliche Hilfskraft angestellt. Seit dem 1.1. 1968 bin ich Verwalter einer Assistentenstelle.

Meine akademischen Lehrer waren:

an der Universität zu Köln

Prof. F. Fehér

Privatdoz. Dr. D. Geist

Prof. G. Hoheisel

Prof. J. Jaumann

Prof. F. Kirchner

Prof. F.W. Schäfke

Prof. F. Sauter

an der Albert-Ludwigs-Universität Freiburg i.Br.

Prof. P. Brauer

Prof. S. Flügge

Prof. L. Genzel

Prof. H. Marschall

Prof. O. Osberghaus

Prof. K. Rawer

Privatdoz. Dr. H.D. Rudolph

Prof. H. Salecker

Prof. Th. Schmidt

an der Johann-Wolfgang Goethe Universität Frankfurt

Prof. W. Martienssen

Prof. M.H. Pilkuhn

Prof. H.J. Queisser

